

## *Die Winkelverteilung bei der Streuung langsamer Elektronen an Gasmolekülen*

### *II. Fortsetzung*

*Von C. Ramsauer und R. Kollath*

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG)

(Mit 24 Figuren)

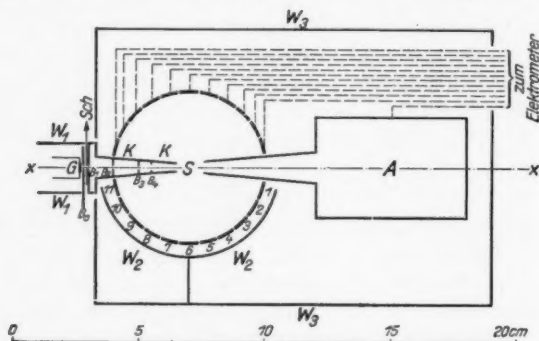
In der folgenden Untersuchung haben wir die Methodik unserer ersten beiden Arbeiten auf diesem Gebiet<sup>1)</sup> wesentlich verfeinert, indem wir die Zahl der Auffangzonen von 3 auf 11 erhöht haben. Wir brauchen uns daher nicht mehr auf das rohe Verhältnis der Vorwärtsstreuung zur Rückwärtsstreuung zu beschränken, sondern können den Gang der ganzen Streukurve mit hinreichender Genauigkeit aufnehmen. In dieser Weise haben wir die Winkelverteilung gestreuter Elektronen für sechs verschiedene Gase gemessen, bei einem Geschwindigkeitsbereich von den Anregungsspannungen bis zu 1 Volt herunter und in einem Streuwinkelbereich von etwa 15—167°. Inzwischen sind auch die experimentellen Arbeiten von anderer Seite<sup>2)</sup> soweit fortgeschritten, daß in einigen Fällen schon Vergleiche zwischen den Untersuchungsergebnissen möglich werden. Hierbei zeigt sich unsere Methodik insofern überlegen, als sie das Vordringen zu kleinsten Geschwindigkeiten gestattet, während die von anderer Seite verwendete Methodik mit beweglichem Auffangkäfig für höhere Geschwindigkeiten besondere Vorzüge besitzt.

1) C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. [5] **9**. S. 756. 1931; **10**. S. 143. 1931, im folgenden als „Ann.“ und „Ann. I. Forts.“ zitiert.

2) Es sollen hier nur Arbeiten genannt werden, die sich auf Elektronengeschwindigkeiten unterhalb 30 Volt beziehen: E. C. Bullard u. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (A) **130**. S. 579. 1931; F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. (A) **130**. S. 655. 1931; J. H. Millen, Phys. Rev. **36**. S. 1034. 1931.

**I. Versuchsanordnung**

Die benutzte „Zonenapparatur“ ist in Fig. 1 schematisch im Schnitt dargestellt (Zylindersymmetrie um  $x-x'$ ). Die Elektronen werden von einer Oxydkathode  $G$  geliefert, die auf negativem Potential gegenüber dem umgebenden Schutzzylinder  $W_1$  liegt. Die isolierte Blende  $B_0$ , der beliebiges Potential erteilt werden kann, dient bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten als Beschleunigungsgitter, um Raumladungen in der Nähe der Glühkathode zu vermeiden. Ein Schieber  $Sch$ , der mit Hilfe einer Feder von außen her bewegt wird, kann



Maßstäbliches Schema der Versuchsanordnung

Fig. 1

den Elektronenstrom durch die Blende  $B_1$  unterbrechen. Die Elektronen durchlaufen die vom Konus  $K$  getragenen Blenden  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$ ,  $B_4$  und werden nach Durchquerung des eigentlichen Streuraumes  $S$  im Auffangkäfig  $A$  aufgefangen.<sup>1)</sup> Um den Mittelpunkt von  $S$  ist mit 3 cm Radius eine Kugel gelegt, die in gleich breite Zonen 1—11 unterteilt ist.<sup>2)</sup> Diese 11 Zonen dienen als Auffänger der im Raum  $S$  an Gasmolekülen

1) Die genauen Größen der Kreisblenden betragen:

$B_1$ : Durchmesser 1,2 mm

$B_2$ : " 1,2 "

$B_3$ : " 1,2 "

$B_4$ : " 1,8 "

2) Zone 1 ist etwas kleiner als die übrigen. Die Zwischenräume sind zur Verdeutlichung der Zeichnung übertrieben groß angegeben, sie betragen in Wirklichkeit einige Zehntel Millimeter.

gestreuten Elektronen. Jede dieser Zonen hat eine eigene Zuleitung und kann durch Einlegen eines dazugehörigen Schalters an eines der beiden Meßelectrometer angeschlossen werden. Der Auffangkäfig  $A$  sowie der Blendenkonus und die Blenden selbst, wurden gleichmäßig mit einer Rußschicht überzogen, um Reflexionen der Elektronen an den Metallteilen zu vermeiden. Die Zonen sind von einer schalenartigen Schutzwand  $W_2$  umgeben, die zur Auffangung der durch die Lücken austretenden Elektronen dienen soll. Als Gesamtschutz gegen den Außenraum dient die Hülle  $W_3$ . Die Apparatur steht unter einer mit Fett gedichteten Glasglocke auf einer Messingplatte. Die Messungen erfolgen in ruhendem Gas, der Druck wird mit einem MacLeod-Manometer gemessen. Ein großes Kühlrohr an der Glasglocke sorgt für möglichste Beseitigung der Fettämpfe. Eine große Spule, die die ganze

Anordnung umgibt, im Verein mit einer kleineren Hiltsspule dienen dazu, den Elektronenstrahl durch Kompensation des magnetischen Erdfeldes und durch Ausgleichung sonstiger Magnetfelder oder anderer Unregelmäßigkeiten möglichst zentrisch in die Öffnung von  $A$  einzuführen.

Bei der Anlage der Meßeinrichtung (Fig. 2) wurde hauptsächlich darauf Wert gelegt, mit den elf verschiedenen Auffangzonen möglichst schnell hintereinander messen zu können; es wurden deshalb zwei Elektrometer benutzt. Während an dem einen, dem „Z-Elektrometer“, die gerade zu untersuchende Zone lag, wurde gleichzeitig die Intensität des Gesamtstrahls mit dem anderen, dem „Σ-Elektrometer“ gemessen, an das dann alle übrigen Zonen und der Auffangkäfig  $A$  gelegt wurden. Um diese beiden Elektronenmengen, die sich in ihrer Intensität etwa um den Faktor 50—100 unterscheiden, miteinander direkt vergleichen zu können, läßt man entweder

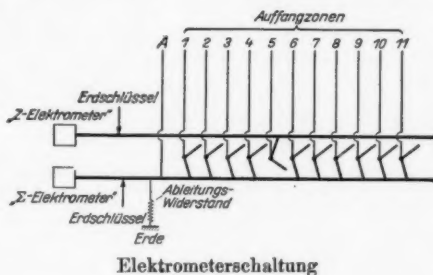


Fig. 2

den Gesamtstrom über einen hochohmigen Ableitungswiderstand abfließen, wobei sich ein konstanter Dauerausschlag des  $\Sigma$ -Elektrometers einstellt, oder es wird eine große Kapazität an das  $\Sigma$ -Elektrometer angeschlossen, die dann das Aufladungspotential entsprechend reduziert. (Eine Herabsetzung der Voltempfindlichkeit des  $\Sigma$ -Elektrometers ist nicht zugänglich, weil die Zonen und der Auffangkäfig bei der Messung ein zu großes Gegenpotential erhalten würden). Beide Meßarten, von denen die erstere ein schnelleres Arbeiten ermöglicht, die zweite an sich exakter ist, wurden je nach Bedarf nebeneinander benutzt. Öfter durchgeführte unmittelbare Vergleiche an einem und demselben Meßbeispiel zeigten, daß beide Meßarten zu dem gleichen Ergebnis führten. Das Kapazitätsverhältnis betrug im vorliegenden Fall 50:1<sup>1)</sup>, so daß die Ausschläge der beiden Elektrometer bei gleicher Volt-empfindlichkeit etwa gleiche Größe hatten. Ein vorher geeichter Harmsscher Kondensator, der ebenfalls mit angeschlossen werden konnte, gestattete eine unmittelbare Kontrolle des Mengenempfindlichkeitsverhältnisses der beiden Elektrometer. Wurde die letztgenannte Methode zur Messung benutzt, so konnte der im vorigen Abschnitt besprochene Schieber betätigt und damit der Elektronenstrom unterbrochen werden.<sup>2)</sup> Volt- und Mengenempfindlichkeit der Elektrometer konnte jederzeit durch Einlegen von Schaltern geprüft werden.

Die Beschleunigungsspannung lag in üblicher Weise an der Mitte eines zum Glühdraht parallel geschalteten Widerstandes. Der Glühkopf mit Einschluß des Blendenkonus war isoliert in den Schutzmantel  $W_3$  der Apparatur eingesetzt, so daß  $W_3$ , die Messingplatte und die Schutzhöhen der Elektrometerleitungen stets auf gleichem Potential lagen. Bei den

1) Es wurde zu diesem Zweck ein Plattenkondensator mit sechs Platten gebaut. Durchmesser der Platten etwa 22 cm, Abstand der Platten etwa 0,2–0,3 mm.

2) Ein Ausschalten des Glühstromes ist wegen der damit verbundenen störenden Emissionsschwankungen nicht anwendbar; andererseits hatten sich bei der in „Ann.“ benutzten Methode starker ablenkender Magnetfelder bei manchen Glühkathoden ebenfalls Emissionsschwankungen sekundärer Art gezeigt. Diese Schwierigkeiten fallen bei der obigen Schiebereinrichtung weg.



Messungen wurden zwei Schaltungen angewandt: Zur Aufnahme von *Winkelverteilungskurven*, im folgenden kurz „*Streukurven*“ genannt, lagen sämtliche Teile der Apparatur mit Ausnahme des Glühdrahtes (und nötigenfalls der Blende  $B_0$ ) auf gleichem Potential. Zur Aufnahme von *Gegenspannungskurven* wurden der Auffangkäfig und sämtliche Auffangzonen gegenüber dem Blendenkonus auf das betreffende negative Potential aufgeladen.

Die beschriebene Methodik erleidet bei höheren Elektronengeschwindigkeiten eine gewisse Einschränkung. Sie macht oberhalb der Anregungsspannung keinen Unterschied zwischen elastisch und unelastisch reflektierten Elektronen und ist oberhalb der Ionisierungsspannung von einer Trübung der Versuchsergebnisse durch positive Ionen und Sekundärelektronen nicht freizuhalten. Diese Grenze ist bei den untersuchten Gasen aus der folgenden Tabelle zu ersehen.

Tabelle 1

Anregungs- und Ionisierungsspannungen der untersuchten Gase

Untersuchte Gase	Helium	Neon	Argon	Wasserstoff	Kohlenoxyd	Kohlensäure
Anregung in Volt	19,7	16,6	11,5	11,5	7,2	10,0
Ionisierung in Volt	24,5	21,5	15,5	16,0	14,1	14,3

Demgegenüber besitzt diese Methodik besondere Vorzüge für das Gebiet langsamster Elektronen, da bei Benutzung der ganzen Zone als Auffangfläche die Primärintensität nur gering zu sein braucht, die Messungen daher nicht durch Intensitätsmangel oder Raumladungserscheinungen beschränkt werden. Tatsächlich ist es uns gelungen, mit dieser Methodik die Streuercheinungen bis zu 1 Volt herunter zu verfolgen.

## II. Darstellungsformen der Versuchsergebnisse

Mittels der so beschriebenen Apparatur lassen sich für jede Elektronengeschwindigkeit und für jeden Gasdruck diejenigen Elektronenmengen bestimmen, die auf die einzelnen Zonen auftreffen. Damit sind die Grundlagen für die Berechnung der Streumengen als Funktion des Streuwinkels gegeben. Bevor wir aber zu einer ausführlichen Darstellung der Versuchsergebnisse übergehen können, müssen wir die Formen,

in denen diese stattfinden soll, im einzelnen besprechen. Es können zwei verschiedene Darstellungsformen gewählt werden, die beide ihre besonderen Vorzüge und Mängel haben, und die nicht nur von uns, sondern auch von anderen Autoren nebeneinander gebraucht werden.

Die Streumenge  $S$  als Funktion des Streuwinkels kann bezogen werden:

- a) auf den „Einheitskegel“,
- b) auf die „Einheitszone“.

*Zu a):* Man denke sich um das Gasmolekül als Mittelpunkt eine Kugel vom Radius  $r$  gelegt. Als Streumenge für den Streuwinkel  $\vartheta$  soll diejenige Elektronenzahl gelten, welche in der durch  $\vartheta$  gegebenen Richtung innerhalb eines Streukegels von der Basis  $r^2/100$  fällt. (Dieser aus praktischen Gründen willkürlich gewählte „Einheitskegel“ ist also gleich  $\frac{1}{4\pi \cdot 100}$  der gesamten Kugeloberfläche.) Die so definierte Streumenge wird im folgenden bezeichnet mit  $S_K$ .

*Zu b):* Man denke sich um das Gasmolekül als Mittelpunkt eine Kugel vom Radius  $r$  gelegt und gebe dieser Kugel die primäre Elektronenstrahlrichtung als Achse. Als Streumenge für den Streuwinkel  $\vartheta$  soll diejenige Elektronenzahl gelten, welche in der durch  $\vartheta$  gegebenen Streurichtung auf eine Kugelzone von 1 Grad Breite fällt. Diese Streumenge werde in folgendem bezeichnet mit  $S_Z$ .

Will man die Darstellungsform  $a$  in  $b$  überführen, so muß man den Umrechnungsfaktor benutzen:

$$U = \frac{2\pi r \sin \vartheta \cdot \frac{2\pi r}{360}}{\frac{r^2}{100}} = \frac{10}{9} \pi^2 \cdot \sin \vartheta.$$

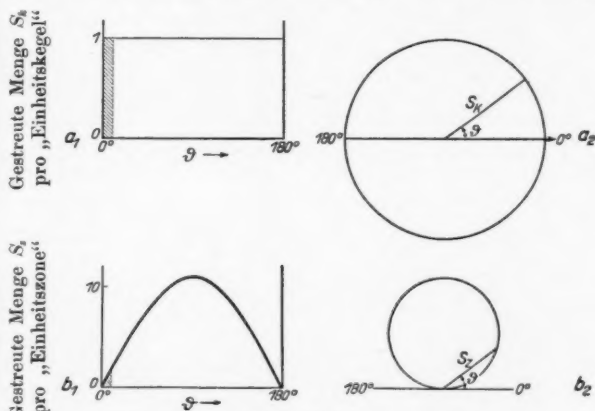
$U$  ist also gleich  $11 \sin \vartheta$ .

Bei der graphischen Darstellung hat man noch weiter die Wahl, ob man rechtwinklige Koordinaten oder Polarkoordinaten benutzen will. Die ersteren eignen sich besser für die Berechnung, die letzteren begünstigen die Anschauung.

Um die Konsequenzen dieser verschiedenen Darstellungsformen zu veranschaulichen, wollen wir ein einfaches Beispiel

geben. Wir nehmen die sogenannte „allseitig gleichmäßige“ Streuung an, wie sie für die elastische Reflexion eines Strahles kleiner Kugeln an einer großen Kugel gegeben ist;  $S_K$  ist dann für alle Richtungen konstant.<sup>1)</sup>

Die Figg. 3  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  geben das gewählte Beispiel in den beiden Darstellungsformen wieder, wobei für  $S_K$  ein bestimmter Zahlenwert, nämlich 1 Elektron/sec angenommen worden ist. Die Konstanz der Streumenge  $S_K$  in  $a_1$  und  $a_2$  wird zu einem um so stärkeren Anwachsen der Streumenge  $S_Z$



Darstellungsformen der Versuchsergebnisse

Fig. 3

in  $b_1$  und  $b_2$ , je mehr sich  $\vartheta$   $90^\circ$  nähert, wie es die Proportionalität der Zonenfläche mit  $\sin \vartheta$  mit sich bringt.

Die Darstellungsform  $a$  scheint zunächst die einfachere und „richtigere“ zu sein, ist aber nur gewissermaßen ein ebener Schnitt des räumlichen Vorganges. Um die räumlichen Verhältnisse richtig wiederzugeben, muß man sich Fig.  $a_2$  um die Richtung des Elektronenstrahles als Achse rotierend denken. — Die Darstellungsform  $b$  bringt demgegenüber die räumlichen Verhältnisse des Vorganges *direkt in der Ebene* zum Ausdruck.

1) Vgl. z. B. J. H. Jeans, *Dynamische Theorie der Gase*, §§ 354 und 359. Braunschweig 1926.

Sie hat in der Form  $b_1$  außerdem noch den besonderen Vorteil, daß die von der Abszissenachse und von der Streukurve eingeschlossene Fläche ein unmittelbares Maß für den Wirkungsquerschnitt des streuenden Moleküls ist. Es sei z. B. die Frage zu entscheiden, wie stark bei der angenommenen Winkelverteilung eine Wirkungsquerschnittmessung mit einem Auffangkäfig dadurch gefälscht werden würde, daß die Streuungen unterhalb  $10^\circ$  nicht miterfaßt werden. Fig.  $a_1$  (schraffierte Fläche) verführt bei oberflächlicher Betrachtung dazu, die nicht erfaßte Elektronenmenge als  $\frac{1}{18}$  der gesamten Streumenge anzusetzen, Fig.  $b_1$  (schraffierte Fläche) zeigt sofort, daß es sich tatsächlich nur um einen verschwindend kleinen Bruchteil der gesamten Menge handelt.

Andererseits hat die Form  $b$  den Nachteil, daß das Detail in der Nähe von  $0^\circ$  und  $180^\circ$  nur schlecht zur Geltung kommt, weil alle Feinheiten der Streukurven durch die Multiplikation mit  $\sin \vartheta$  unterdrückt werden.

### III. Meßergebnisse

Die gesamten Meßergebnisse sind in Tab. 2 für die Gase Helium, Neon, Argon, Wasserstoff, Kohlenoxyd und Kohlen-säure zusammengestellt. — Ferner sind für jedes Gas die Streumengen pro „Einheitszone“ in Polarkoordinaten (Form  $b_2$ ) zur Veranschaulichung des allgemeinen Streukurvenganges wiedergegeben. Da hierbei in erster Linie eine Übersicht angestrebt wird, so geben wir in diesen Figuren nur eine Auswahl der Geschwindigkeitsstufen. — Außerdem sind in denjenigen Fällen, wo Übergänge von einer Kurvenform in eine andere im einzelnen gezeigt werden sollen, die Streumengen pro „Einheitskegel“ in rechtwinkligen Koordinaten (Form  $a_1$ ) unter Benutzung des gesamten Versuchsmaterials dargestellt.

#### Darstellung der gesamten Versuchsergebnisse in Tabellenform

In Tab. 2 stellt jede Reihe eine Winkelverteilungsmessung für eine bestimmte Elektronengeschwindigkeit dar. Die erste Zahl links in einer Reihe gibt die Geschwindigkeit der zur Messung benutzten Elektronen in Volt an, die zweite Zahl den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber Elektronen dieser Geschwindigkeit in  $\text{cm}^2/\text{cm}^3$  bei 1 mm Hg und  $0^\circ \text{C}$ , die

Ge-  
schwin-  
digkeit  
in Volt1,8  
2,9  
4,2  
5,3  
6,7  
8,2  
10,7  
13,8  
15,8  
19,20,99  
1,17  
1,35  
1,67  
1,70  
1,80  
2,2  
2,6  
2,8  
3,6  
4,9  
6,4  
7,9  
10,4  
13,1  
15,91,1  
1,5  
2,0  
2,3  
2,4  
2,8  
3,2  
3,3  
3,6  
4,0  
5,0  
5,4  
6,7  
8,0  
9,0  
10,3  
12,5

Tabelle 2

Ge- schwindig- keit in Volt	Wirkungs- querschnitt in cm <sup>2</sup> /cm <sup>2</sup>	15°	28°	43°	59°	74,5°	90°	105,5°	121°	137°	152,5°	167,5°
Helium												
1,8	20,9	0,423	0,364	0,372	0,396	0,319	0,447	0,506	0,554	0,578	—	0,594
2,9	21,9	0,637	0,435	0,397	0,393	0,427	0,446	0,524	0,569	0,592	—	0,633
4,2	20,8	0,576	0,410	0,358	0,383	0,398	0,421	0,496	0,545	0,572	—	0,610
5,3	19,3	0,548	0,387	0,347	0,351	0,372	0,390	0,454	0,497	0,530	—	0,568
6,7 <sub>5</sub>	17,9	0,520	0,396	0,338	0,338	0,342	0,365	0,418	0,454	0,490	—	0,521
8,2 <sub>5</sub>	16,5	0,595	0,383	0,408	0,303	0,310	0,313	0,365	0,400	0,420	—	0,440
10,7 <sub>5</sub>	14,9	0,611	0,422	0,323	0,291	0,292	0,288	0,325	0,355	0,368	—	0,367
13,8	13,1	0,689	0,441	0,333	0,286	0,267	0,259	0,292	0,308	0,325	—	0,336
15,8	12,2	0,655	0,403	0,282	0,252	0,237	0,218	0,244	0,263	0,268	—	0,282
19,2	11,1	0,645	0,404	0,284	0,241	0,213	0,199	0,213	0,220	0,234	—	0,234
Neon												
0,99	5,2	—	0,0917	0,0995	0,106	0,119	0,131	0,134	0,106	0,118	0,109	0,0764
1,17	5,8	0,0856	0,101	0,110	0,130	0,142	0,147	—	0,139	0,135	0,119	0,0760
1,35	6,0	0,0835	0,118	0,124	0,142	0,148	0,146	—	0,137	0,134	0,132	0,111
1,67	6,2	0,121	0,128	0,140	0,153	0,160	0,152	0,145	0,131	0,123	0,122	0,102
1,70	6,2	—	0,117	0,142	0,162	0,164	0,151	0,150	0,138	0,126	0,109	0,094
1,80	6,4	0,116	0,149	0,162	0,165	0,169	0,161	0,144	0,134	0,111	—	0,105
2,2	6,9	0,153	0,163	0,178	0,186	0,187	0,169	0,137	0,135	0,126	0,124	0,114
2,6	7,2	0,152	0,200	0,211	0,208	0,197	0,173	0,153	0,134	0,113	—	0,0902
2,8	7,4	0,193	0,187	0,201	0,208	0,198	0,174	0,139	0,134	0,130	0,127	0,126
3,6	8,0	0,265	0,245	0,247	0,240	0,223	0,184	0,162	0,125	0,105	—	0,089
4,9	8,9	0,289	0,283	0,304	0,273	0,236	0,199	0,168	0,134	0,109	—	0,081
6,4	9,5	0,467	0,316	0,306	0,288	0,255	0,198	0,163	0,127	0,108	—	0,120
7,9	10,1	0,346	0,331	0,344	0,344	0,297	0,217	0,171	0,127	0,103	—	0,124
10,4	11,0	0,446	0,378	0,371	0,355	0,296	0,222	0,177	0,124	0,124	—	0,169
13,1	11,5	0,480	0,393	0,384	0,368	0,317	0,228	0,165	0,132	0,148	—	0,221
15,9	12,0	0,553	0,410	0,392	0,379	0,316	0,229	0,163	0,138	0,166	—	0,277
Argon												
1,1 <sub>5</sub>	6,0	0,000	0,063	0,104	0,163	0,188	0,199	0,172	0,131	0,086	0,063	0,029
1,5	8,3	0,000	0,098	0,208	0,285	0,323	0,274	0,218	0,126	0,052	0,023	—
2,0	12,0	0,092	0,220	0,315	0,386	0,415	0,359	0,290	0,191	0,120	0,112	0,104
2,3	13,9	0,155	0,245	0,373	0,498	0,474	0,405	0,300	0,194	0,138	0,144	0,144
2,4 <sub>5</sub>	15,0	0,233	0,283	0,403	0,504	0,513	0,420	0,327	0,210	0,146	0,149	0,149
2,8	17,4	0,366	0,343	0,458	0,605	0,595	0,480	0,350	0,216	0,163	0,206	0,202
3,2 <sub>5</sub>	20,2	0,435	0,392	0,548	0,690	0,688	0,551	0,396	0,250	0,188	0,247	0,282
3,3	20,5	0,688	0,394	0,565	0,700	0,695	0,542	0,383	0,223	0,180	0,253	0,294
3,6	22,5	0,663	0,555	0,621	0,712	0,688	0,548	0,428	0,295	0,271	—	0,440
4,0	25,4	0,762	0,543	0,641	0,801	0,776	0,613	0,442	0,287	0,251	0,336	0,439
5,0	32,2	1,18	0,810	0,855	0,965	0,976	0,750	0,586	0,330	0,395	0,660	0,865
5,4	34,8	1,27	0,915	0,906	1,03	1,07	0,775	0,545	0,391	0,462	—	1,02
6,7 <sub>5</sub>	45,0	2,28	1,365	1,15	1,22	1,18	0,915	0,615	0,428	0,660	1,37	1,88
8,0	54,5	4,67	2,06	1,35	1,19	1,16	0,885	0,640	0,458	0,824	—	2,68
9,0	63,0	5,32	2,84	1,60	1,33	1,19	0,947	0,690	0,563	1,06	2,10	2,84
10,3	72,2	7,08	4,42	2,27	1,27	1,11	1,00	0,775	0,610	1,16	—	2,71
12,5	80,0	9,30	4,93	2,38	1,31	0,960	0,830	0,690	0,690	1,23	2,58	3,49

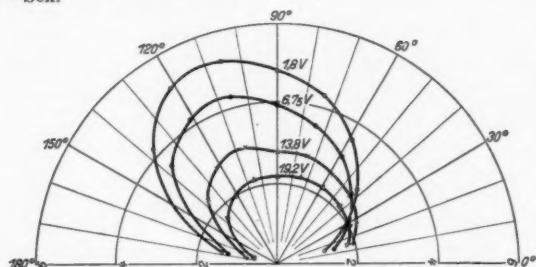
Tabelle 2 (Fortsetzung)

Ge- schwindig- keit in Volt	Wirkungs- querschnitt in cm <sup>2</sup> /cm <sup>3</sup>	15°	28°	43°	59°	74,5°	90°	105,5°	121°	137°	152,5°	167,5°
Wasserstoff												
1,15	46,2	—	0,777	0,688	0,720	0,798	0,935	1,17	1,31	1,43	1,55	1,64
1,35	47,0	—	1,07	0,905	0,850	0,755	0,905	1,10	1,24	1,39	—	1,49
1,53	48,2	1,01	0,976	0,790	0,775	0,814	0,905	1,14	1,35	1,44	1,67	1,68
1,7	49,0	1,02	0,902	0,770	0,739	0,855	0,952	1,16	1,42	1,59	1,77	1,88
1,8	49,8	1,21	1,09	0,938	0,844	0,867	0,895	1,13	1,32	1,54	—	1,70
2,15	50,5	1,69	1,37	1,04	0,930	0,898	0,918	1,11	1,24	1,40	—	1,46
2,5	52,4	1,52	1,42	1,12	1,05	0,935	0,930	1,09	1,25	1,39	—	2,05
3,4	53,0	1,86	1,78	1,36	1,08	0,998	0,938	1,08	1,18	1,28	—	1,38
4,5	51,4	2,56	1,97	1,46	1,17	0,988	0,846	0,894	0,978	1,10	—	1,17
5,8	47,6	2,93	2,15	1,50	1,16	0,920	0,760	0,744	0,810	0,862	—	0,950
7,4	42,8	3,24	2,14	1,44	1,08	0,830	0,656	0,634	0,648	0,680	—	0,500
10,0	35,8	3,30	2,04	1,22	0,916	0,646	0,494	0,454	0,436	0,468	—	0,496
11,0	33,6	3,24	1,92	1,22	0,850	0,632	0,448	0,402	0,400	0,400	—	0,425
Kohlenoxyd												
0,99	50,0	1,00	0,988	0,605	0,700	0,855	1,10	1,18	1,39	1,70	1,91	1,60
1,1 <sub>5</sub>	54,0	—	1,16	0,885	0,862	1,00	1,15	1,38	1,48	1,55	1,61	1,48
1,2	57,0	1,31	1,33	0,926	0,920	1,03	1,19	1,32	1,48	1,75	1,95	1,70
1,4 <sub>2</sub>	78,0	2,72	2,21	1,67	1,53	1,42	1,47	1,55	1,76	2,08	2,41	2,24
1,5 <sub>5</sub>	91,0	4,20	3,25	2,47	2,05	1,82	1,67	1,59	1,68	1,94	2,24	2,07
1,8	115,0	5,69	4,60	3,50	2,81	2,30	1,94	1,80	1,93	2,33	—	3,09
2,1 <sub>5</sub>	122,0	5,44	5,14	3,88	3,22	2,48	2,04	1,81	1,90	2,38	3,13	3,38
2,6	106,5	5,13	5,02	3,96	3,12	2,57	1,88	1,57	1,53	1,68	—	2,62
3,6	68,0	2,76	2,89	2,58	2,15	1,64	1,17	0,960	0,915	0,970	—	1,25
4,8	51,5	2,26	2,09	1,82	1,56	1,18	0,876	0,760	0,731	0,780	—	0,974
6,2 <sub>5</sub>	43,5	2,14	1,71	1,45	1,22	0,925	0,707	0,667	0,677	0,727	—	0,900
Kohlensäure												
1,5	22,0	2,75	1,12	0,545	0,383	0,324	0,295	0,324	0,339	0,354	—	0,368
3,6	53,9	3,86	1,93	1,28	1,12	1,04	0,995	1,05	1,06	1,03	—	1,19
6,2 <sub>5</sub>	29,8	1,81	1,06	0,925	0,795	0,685	0,537	0,463	0,427	0,520	—	0,760
9,3	40,0	3,20	1,71	1,08	0,825	0,684	0,570	0,600	0,655	0,855	—	1,20

folgenden Zahlen der Kolonnen 3—14 die Größe der Streuung auf den „Einheitskegel“ unter den zugehörigen Winkeln. Diese Zahlen sind nicht nur ein relatives Maß für die Größe der Streuung, sondern haben darüber hinaus auch folgende zahlenmäßige Bedeutung: sie geben diejenige Anzahl von Elektronen an, die unter diesen Streuwinkeln pro Sekunde von einem Molekül auf den Einheitskegel gestreut werden, wenn sich das streuende Molekül in einem Elektronenstrom von der Dichte  $\frac{10^{18} \text{ Elektronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Sek.}}$  befindet.

# Darstellung der Versuchsergebnisse in Kurvenform

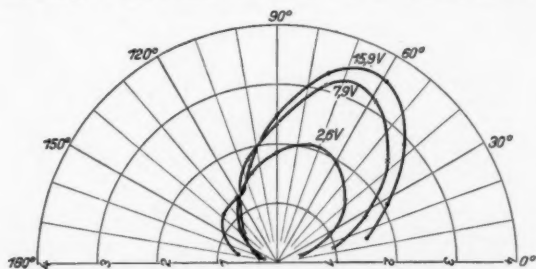
In den folgenden Figg. 4—14 bedeutet die Bezifferung des Radiusvektors (bzw. der Ordinate) diejenige Anzahl von Elektronen, die pro Sekunde von einem Molekül auf die Einheitszone (bzw. den Einheitskegel) gestreut werden, wenn sich dieses Molekül wie oben in einem Elektronenstrom von der Dichte  $10^{18}$  Elektronen  $\text{cm}^3 \cdot \text{Sek.}$  befindet.



Streuung pro Einheitszone am Heliumatom  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 4

*Helium* (Fig. 4). Bei kleinen Geschwindigkeiten tritt eine typische Bevorzugung der Rückwärtsstreuung auf; erst allmählich verschiebt sich mit steigender Geschwindigkeit der Schwerpunkt der Streuung in die vordere Hälfte des Streuwinkelbereichs.



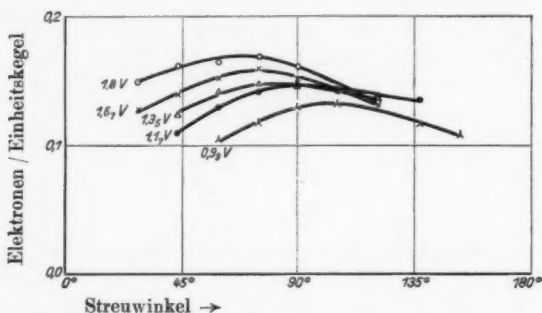
Streuung pro Einheitszone am Neonatom  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 5

*Neon* (Figg. 5 und 6). Formänderungen der Streukurven gehen langsam vor sich; die Lage des Hauptmaximums bei etwa  $60^\circ$

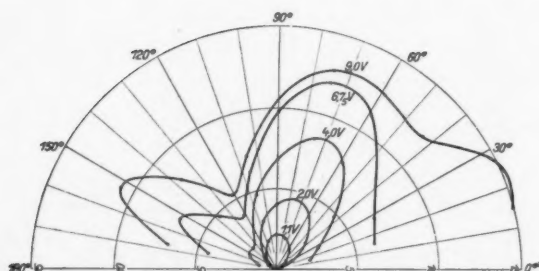


bis  $70^\circ$  ändert sich nur wenig. Bei höheren Geschwindigkeiten tritt das auch für Argon charakteristische Streumaximum nach rückwärts (bei etwa  $140^\circ$ ) auf. — Bei kleinsten Geschwindigkeiten, d. h. 2 Volt und darunter, beginnt dagegen das Maximum sich schnell nach größeren Winkeln zu verschieben ähnlich wie später bei Argon. Wir haben dieses Verhalten durch Kontrollen mit Druckgeraden und Gegenüberstellungen mit anderen Gasen geprüft. Es ist bemerkenswert, daß hier innerhalb eines kleinen



Verschiebung des Streumaximums in Neon  
bei kleinsten Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 6

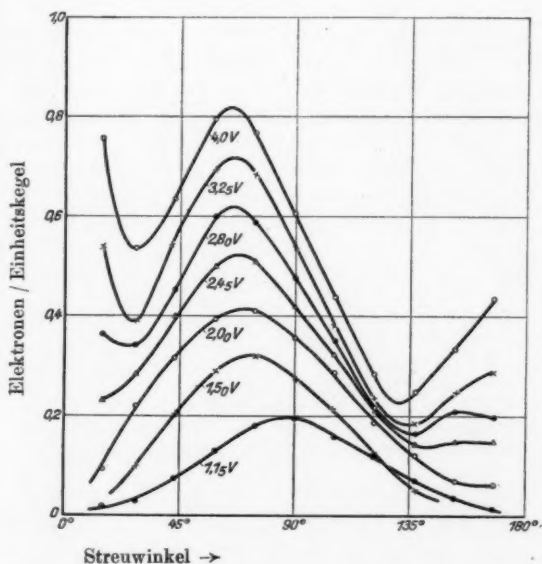


Streuung pro Einheitszone am Argonatom  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 7

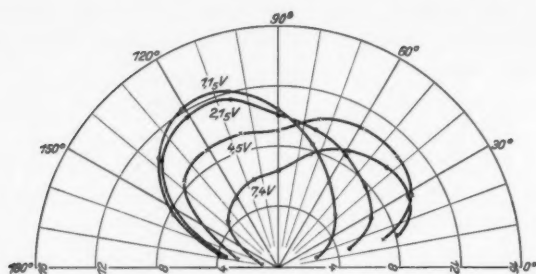
Geschwindigkeitsbereichs plötzlich so starke Änderungen der Lage eines Maximums eintreten können, das bis dahin fest bei einem bestimmten Streuwinkel lag.

*Argon* (Figg. 7 und 8). Bei kleinen Geschwindigkeiten (1,1 Volt) besitzt das Argonatom nur ein ausgesprochenes Maximum der Streuung in senkrechter Richtung. Dieses Maximum verschiebt sich mit steigender Geschwindigkeit nach kleineren Streuwinkeln hin. — Der Bereich von 1—4 Volt wird außerdem in kleinen Geschwindigkeitsstufen dargestellt. Man erkennt deutlich mit steigender Elektronengeschwindigkeit die zunächst schnelle, dann langsamere Wanderung des mittleren Maximums nach kleineren Winkeln hin und das Anwachsen der Streuung nach vorwärts und rückwärts.



Streuung am Argonatom  
bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten

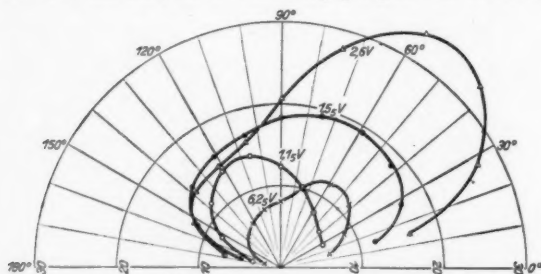
Fig. 8



Streuung pro Einheitszone am **Wasserstoffmolekül**  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 9

*Wasserstoff* (Fig. 9). Besonders interessant ist hier die auffallende Bevorzugung der rückwärtigen Winkel bei kleinsten Elektronengeschwindigkeiten. Mit steigender Geschwindigkeit konzentriert sich die Streuung immer mehr nach vorwärts. Das Verhalten des Wasserstoffs ist im ganzen genommen dem des Heliums ähnlich, aber viel ausgeprägter im einzelnen.

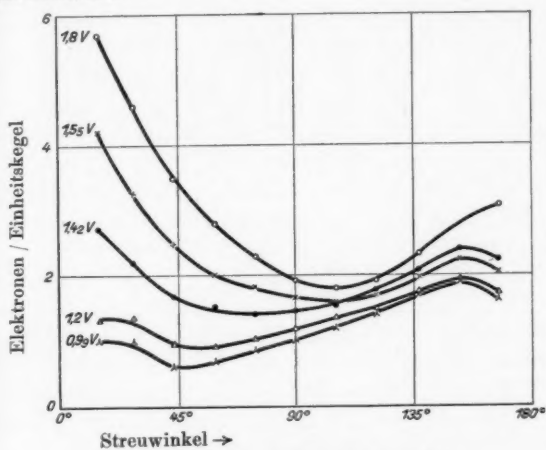


Streuung pro Einheitszone am **Kohlenoxydmolekül**  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

Fig. 10

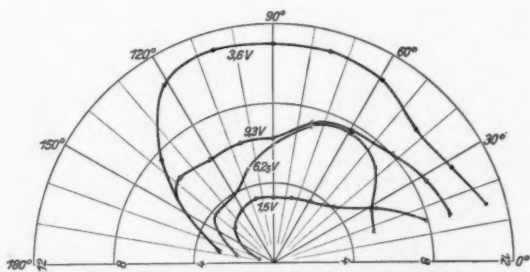
*Kohlenoxyd* (Figg. 10 und 11). Mit wachsender Elektronengeschwindigkeit überwiegt immer mehr die Streuung unter kleinen Winkeln. Bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten ändert sich die Streuwinkelverteilung so rasch zugunsten großer Streuwinkel, daß bei 1,15 Volt schon eine Streuwinkelverteilung vorliegt, die derjenigen bei 2,6 Volt entgegengesetzt ist. Die

schnelle Abnahme der Vorwärtsstreuung mit kleiner werdender Elektronengeschwindigkeit ist in Fig. 11 noch einmal besonders veranschaulicht.



Streuung am Kohlenoxydmolekül  
bei kleinsten Elektronengeschwindigkeiten

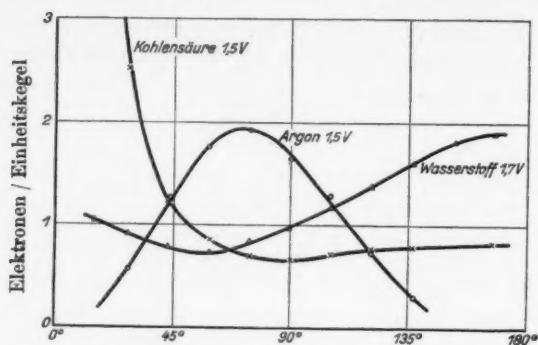
Fig. 11



Streuung pro Einheitszone am Kohlensäuremolekül  
bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten

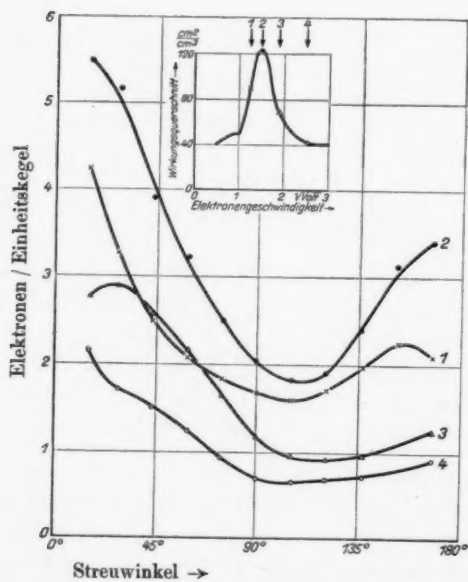
Fig. 12

**Kohlensäure** (Fig. 12). Bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten treten verschiedene Streukurvenformen auf. Bei großen und wieder bei kleinsten Geschwindigkeiten überwiegt die Streuung unter kleinen Winkeln. — —



Streuwinkel →  
Streuung in verschiedenen Gasen  
bei etwa gleicher Elektronengeschwindigkeit

Fig. 13



Streuwinkel →  
Streuung im Kohlenoxyd  
bei stark veränderlichem Wirkungsquerschnitt

Fig. 14

## Diskussion der Versuchsergebnisse

Die Streukurven haben bei kleinen Geschwindigkeiten in verschiedenen Gasen ganz verschiedenen Charakter. Es kann für eine gegebene Geschwindigkeit z. B. 1,5 Volt entweder die Streuung unter kleinen Winkeln stark bevorzugt sein oder auch die Streuung unter großen Winkeln oder es tritt typische Bevorzugung der mittleren Streuwinkel auf. Dies soll durch Fig. 13 veranschaulicht werden, wo die Streumengen pro Einheitskegel bei etwa gleicher Elektronengeschwindigkeit in verschiedenen Gasen eingezeichnet sind. Hierbei darf nur der Charakter der verschiedenen Kurven verglichen werden, nicht die Ordinatenhöhe: diese ist so gewählt, daß die gestreute Gesamtmenge für alle Kurven dieselbe ist (Druck · Wirkungsquerschnitt = konstant).

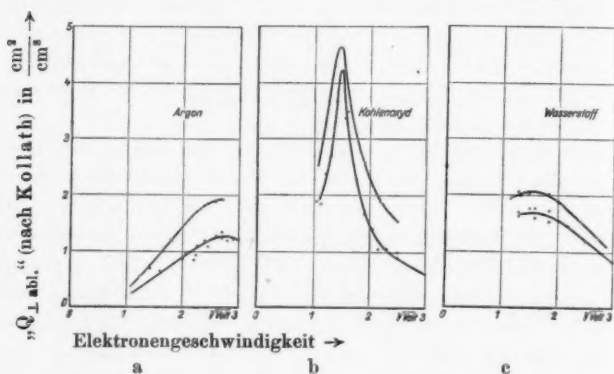
In keinem der bisher untersuchten Gase konnte ein Gang der Streukurven mit der Form der Wirkungsquerschnittkurven festgestellt werden. Die Formänderung der Streukurven mit steigender Elektronengeschwindigkeit geht über Extremwerte der Wirkungsquerschnittkurven glatt hinweg. Ein typisches Beispiel hierfür ist Kohlenoxyd (Fig. 14): Das scharf ausgeprägte Wirkungsquerschnittmaximum bei etwa 1,5 Volt beeinflusst im wesentlichen nur die Höhe der Ordinaten, nicht aber die Form der Streukurven. Dagegen scheint zwischen den Wirkungsquerschnittkurven und den Streukurven insofern eine gewisse Parallelität zu bestehen, als die beiden Gase Helium und Wasserstoff bei ähnlichen Wirkungsquerschnittkurven auch Streukurven gleichen Charakters zeigen. Aus dem bisher vorhandenen Material läßt sich aber noch nicht mit Bestimmtheit entscheiden, ob diese Beziehung allgemein gilt.

## IV. Literaturvergleich

Die früheste Arbeit, die sich mit der Streuung langsamer Elektronen beschäftigt, ist die Untersuchung von R. Kollath „Über die senkrechte Ablenkung langsamer Elektronen an Gasmolekülen“.<sup>1)</sup> Die Methode von Kollath ist insofern mit unserer Methode verwandt, als die Auffangung der gestreuten Elektronen auf einer ganzen Kugelzone erfolgt. Andererseits ist

1) Ann. d. Phys. 87. S. 259. 1928.

sie der Methode von Dymond-Arnot ähnlich, da durch die geometrischen Verhältnisse des Auffangorgans die Elektronen der gewünschten Streurichtung aus der Gesamtheit der gestreuten Elektronen ausgewählt werden. In Fig. 15 sind die Kurven von Kollath für senkrechte Ablenkung eingetragen ( $\bigcirc-\bigcirc$ , untere Kurven), zusammen mit den aus dieser Arbeit für  $90^\circ$ -Streuung entnommenen Werten ( $\times-\times$ , obere Kurven), wobei die letzteren auf die Bedingungen der Arbeit von Kollath umgerechnet sind. Die Kurven stimmen im Charakter gut überein,



Querschnitt der senkrechten Ablenkung  
nach Kollath:  $\bigcirc-\bigcirc$ , untere Kurven  
nach Ramsauer-Kollath:  $\times-\times$ , obere Kurven

Fig. 15

in den Absoluthöhen treten erhebliche Unterschiede auf, die aber bei der großen Verschiedenheit der beiden Methoden kaum als wesentlich zu betrachten sind. Dieser Unterschied in der quantitativen Ordinatenhöhe erklärt sich dadurch, daß in der Arbeit von Kollath die Dicke der Haltevorrichtung für die Messingscheiben des „Lamellenzylinders“, sowie die Fläche der Netzdrehle am „Lamellenzylinder“ nicht in Rechnung gesetzt sind (vgl. S. 545, Anm. 1). Die Absolutwerte von Kollath würden sich dann merklich (um etwa 15 bis 20 Proz.) erhöhen und damit in bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit kommen.



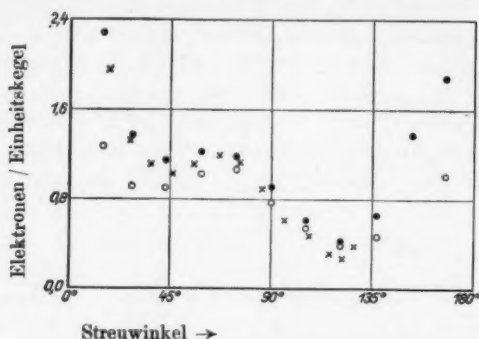
Bullard-Massey<sup>1)</sup> benutzen die Methode von Dymond-Arnot, d. h. sie führen einen kleinen Auffangkäfig, der vermöge seiner Konstruktion nur Elektronen von bestimmter Anflugrichtung aufzufangen gestattet, auf einem Kreise um den Elektronenstreuort herum. Der Vorteil der Methode besteht darin, daß sie die Anbringung von aufgeladenen Netzen im Auffangkäfig erlaubt, wodurch alle störenden Korpuskeln zurückgehalten werden können, und wodurch die elastisch gestreuten von den unelastisch gestreuten Elektronen getrennt werden können. Die Methode ist infolgedessen einwandfrei verwendbar über die Anregungs- und Ionisierungsspannung hinaus. Dagegen verlangt sie bei der Kleinheit der Auffangöffnung eine große Intensität des primären Elektronenstrahls und kommt in um so größere Schwierigkeiten, je geringer die Elektronengeschwindigkeit wird. Bullard-Massey selbst scheinen die Grenze nach unten hin bei etwa 4 Volt anzunehmen, da sie ihre 4 Volt-Streukurve nur noch in der allgemeinen Form für richtig halten. Alles in allem liegt die Sache so, daß die Methode von Dymond-Arnot und unsere Methode sich in erfreulicher Weise ergänzen (vgl. auch S. 533 d. A.). Ein Vergleich läßt sich nur in Argon durchführen, wo Messungen beider Arbeiten vorliegen. Die Fig. 16 zeigt eine Streukurve von Bullard-Massey ( $\times \times \times$ ) und Streukurven von uns ( $\circ \circ \circ$  und  $\bullet \bullet \bullet$ ) bei 6 Volt Geschwindigkeit, wobei die Ordinaten der Kurve von Bullard-Massey den unsrigen angepaßt sind, da Bullard-Massey keine Absolutwerte für die Ordinaten angeben. Die Übereinstimmung ist bei der Verschiedenheit der Meßmethoden durchaus befriedigend.

Zum Schluß sei noch ein kurzer Vergleich mit unseren eigenen Untersuchungen in „Ann.“ und „Ann. I. Forts.“ durchgeführt. Zu diesem Zweck braucht nur aus der in vorliegender Arbeit erhaltenen Winkelverteilung dasjenige Stück herausgeschnitten und graphisch integriert zu werden, daß in „Ann.“ und „Ann. I. Forts.“ bei der Messung mit  $V$  und  $R$  erfaßt wurde.<sup>2)</sup> Schon bei oberflächlicher Betrachtung unserer jetzigen Streukurven kann man sich leicht überzeugen, daß die erhaltenen Winkel-

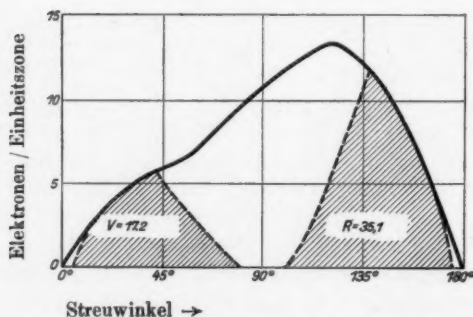
1) E. C. Bullard u. H. S. W. Massey, *Scattering of Electrons in Argon*; Proc. Roy. Soc. (A) **130**. S. 579. 1931.

2) Vgl. Fig. 2 in „Ann.“.

verteilungen in bester Übereinstimmung mit unseren früheren „Streuverhältnis“-Messungen stehen. Ein spezielles Beispiel —



Vergleich von Winkelverteilungen in Argon  
Ramsauer-Kollath (5,4 Volt): ○ ○ u. (6,7 Volt): ● ●  
Bullard-Massey (6,0 Volt): x x

Fig. 16<sup>1)</sup>

„Vorwärts“- und „Rückwärts“-Streuung  
in Wasserstoff bei 1,7 Volt

Fig. 17<sup>1)</sup>

Wasserstoff bei 1,70 Volt — gibt Fig. 17, welche die *V*- und *R*-Mengen entsprechend ihrer Definition als Teilflächen der ge-

1) Betreffs der Bedeutung der Ordinaten vergleiche man die Vorbemerkung zur Darstellung der Versuchsergebnisse in Kurvenform auf S. 539 dieser Arbeit.

samtene Streumenge (in der Darstellungsform der Fig. 3b<sub>1</sub>) wiedergibt. Man erhält das „Streuverhältnis“  $\frac{V}{R} = 0,49$ , während der Wert in „Ann.“  $\frac{V}{R} = 0,52$  beträgt. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß der Gang des „Streuverhältnisses“ von kleineren zu größeren Werten zwischen 1 und 2  $\sqrt{\text{Volt}}$  nicht immer auf einem und demselben Verhalten der Streukurven zu beruhen braucht: Bei Helium, Wasserstoff und Kohlenoxyd wird das Anwachsen des „Streuverhältnisses“ mit wachsender Elektronengeschwindigkeit durch bloßes Absinken der Streumengen bei großen Winkeln bedingt, während derselbe Effekt bei Argon und Neon durch die Wanderung eines bei mittleren Streuwinkeln gelegenen Streumaximums von größeren zu kleineren Winkeln hervorgerufen wird.

#### V. Meßbeispiel

Vor Ausführung einer eigentlichen Streumessung bestimmten wir zunächst die Elektronengeschwindigkeit aus Gegen-

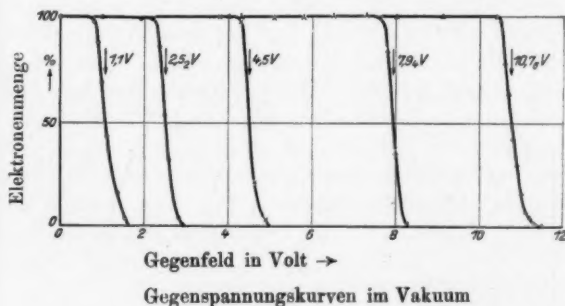


Fig. 18

spannungskurven im Vakuum (Fig. 18). Hierbei wurde dasjenige Gegenfeld, welches die Strahlintensität auf 50 Proz. herabdrückte, als mittlere Strahlgeschwindigkeit angenommen; Fig. 18 zeigt gleichzeitig die Verteilung der Geschwindigkeiten um diesen Mittelwert herum. Für die Messung dieser Gegenspannungskurven wurden alle Käfige mit Einschluß der Schutzhülle  $W_2$ ,  $W_3$  negativ aufgeladen gegen den Glühkopf  $W_1$  und

Tabelle 3  
Meßbeispiel in Kohlenoxyd

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
	$\Sigma$ -Elektro- meter mit Ableitungs- widerstand, Skt.	Z-Elektrometer; Skt./Sek.											Druck in $10^{-4}$ mm Hg	
		Zone 1	Zone 2	Zone 3	Zone 4	Zone 5	Zone 6	Zone 7	Zone 8	Zone 9	Zone 10	Zone 11		
1	Direkte Meß- werte beim Druck $p_1$	39,7 4/3,4 4/3,1 4/3,2	2/4,7	1/4,1	1/3,6	1/4,4	1/3,1	2/4,4	2/4,3	2/3,7	3/4,4	3/4,5	0,3	
2	Direkte Meß- werte beim Druck $p_2$	26,8 10/4,88 20/5,30 30/6,10		30/5,62 30/5,48	30/5,12 30/5,79	30/4,78 30/5,04 30/5,08	30/5,96 30/6,08 30/7,40 15/6,55	6,3						
3	Meßwerte auf gleiche Intensität (100) reduziert	100	3,10	1,07	0,62	0,71	0,58	0,81	1,15	1,18	1,36	1,72	1,69	0,3
4		100	7,26	13,67	18,20	19,96	20,41	22,01	19,35	18,78	18,41	15,14	8,54	6,3
5	Streuung durch Kohlenoxyd	100	4,16	12,60	17,58	19,25	19,83	21,20	18,20	17,60	17,05	13,42	6,85	6,0

den Blendenkonus  $K$ , so daß die Elektronen gleich nach dem Austritt aus dem Blendenkonus in das Gegenfeld eintraten.

Ein Beispiel für die Messung einer Winkelverteilung in Kohlenoxyd bei 1,55 Volt Elektronengeschwindigkeit ist in Tab. 3 (vertikal: „Kolonne“, horizontal: „Reihe“) gegeben. Die Gesamtmenge (Kolonne 0) wurde mit Ableitungswiderstand, also mit konstantem Dauerausschlag, die auf je eine Zone gestreute Menge (Kolonne 1—11) durch die Aufladung in Skalenteilen pro Sekunde gemessen; in Kolonne 12 steht der zugehörige Gasdruck. In Reihe 1 und Reihe 2 stehen die direkten Meßwerte für zwei verschiedene Gasdrucke. Kleinere Schwankungen in der Intensität des Gesamtstrahls werden dadurch ausgeglichen, das nach einer gewissen Anzahl von laufenden Einzelmessungen immer wieder auf eine bestimmte Messung als Bezugswert zurückgegriffen wird. In Reihe 1 ist hierfür die Streumenge für Zone 1, in Reihe 2 die Streumenge für Zone 6 gewählt. Die Zugehörigkeit der Einzelmessungen zu den Bezugswerten ist durch die gegenseitige Stellung in der Tabelle angedeutet. Die nächsten Reihen enthalten die Auswertung dieser Messungen: Reihe 3 gibt die gestreute Menge in Skalenteilen/Sekunde für 100 Skalenteile Gesamtmenge beim Druck  $p_1$ , Reihe 4 dasselbe für den Druck  $p_2$ . Reihe 5 enthält den Differenzwert von Reihe 4 und Reihe 3, d. h. die auf die einzelnen Zonen entfallenden Streumengen in relativem Maß bei  $6,0 \cdot 10^{-4}$  mm Kohlenoxyd für die Elektronengeschwindigkeit 1,55 Volt. (Über eine spätere absolute Auswertung vgl. S. 559 d. A.). Diese Meßergebnisse werden im folgenden Abschnitt weiter ausgewertet.

#### VI. Auswertung der Messungen

Die nun folgende Auswertung soll von den direkten Meßwerten am Ende des vorigen Abschnitts zu einer allgemeinen Angabe darüber führen, wieviel Elektronen von einem Molekül pro Sekunde unter dem Winkel  $\vartheta$  auf den „Einheitskegel“ bzw. auf die „Einheitszone“ gestreut werden, wenn sich dieses Molekül in einem Elektronenstrom von der Stromdichte  $10^{18}$  Elektronen pro Quadratcentimeter und Sekunde befindet. Die Streuung pro Einheitszone läßt sich stets leicht aus der Streuung pro Einheitskegel berechnen.

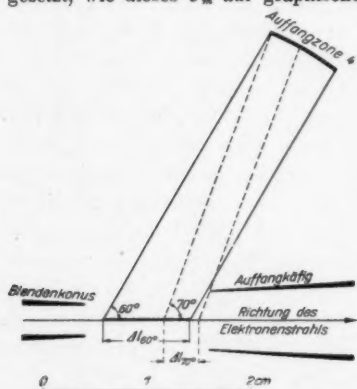
Hierbei brauchen wir für jede Zone der Apparatur zwei Angaben:

1. Als Abszisse einen mittleren Streuwinkel,
2. Als Ordinate eine mittlere Streumenge.

#### Zu 1. Abszissenbestimmung

Der einer Zone zugehörige *mittlere Streuwinkel*  $\vartheta_m$  muß auf Grund der geometrischen Bedingungen der Anordnung festgelegt werden. Wir haben ihn folgendermaßen definiert:  $\vartheta_m$  soll so bestimmt werden, daß die zugehörige Zone gleich viel Elektronen unter Winkeln kleiner  $\vartheta_m$  wie unter Winkeln größer  $\vartheta_m$  erhält, wenn allseitig gleichmäßige Streuung vorliegt.

Es sei im folgenden an dem Beispiel der Zone 4 auseinander-gesetzt, wie dieses  $\vartheta_m$  auf graphischem Wege erhalten wurde. Fig. 19



Vergrößerte (maßstäbliche) Zeichnung der Apparatur speziell für Zone 4

Fig. 19

zeigt ein maßstäbliches Schema der Apparaturteile speziell für die Auffangzone 4, wobei die vereinfachende Annahme gemacht werden soll, daß der Elektronenstrahl fadenförmig in der Achse der Anordnung verläuft und längs seines Weges in der Apparatur gleiche Intensität behält.<sup>1)</sup> Legen wir nun durch die Endpunkte der Zone 4 unter einem bestimmten Winkel, z. B.  $60^\circ$ , zwei parallele Linien (ausgezogene Linien in Fig. 19), so schneiden diese eine Strahlstrecke von bestimmter Länge  $\Delta l_{60^\circ}$  heraus (stark ausgezogenes Stück in Fig. 19). Der Länge dieser Strecke ist die unter  $60^\circ$  auf Zone 4 gestreute Elektronenmenge proportional. Gehen wir

1) Die erste Annahme darf wegen der Zylindersymmetrie der ganzen Anordnung gemacht werden, die zweite Annahme ist bei genügend kleinen Drucken, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, hinreichend erfüllt.

der Zone 4 und durch den äußersten Punkt des Auffangkäfigs gelegt werden, um diejenige Strecke des Strahls abzuschneiden, die Elektronen unter  $70^\circ$  auf die Zone 4 (oder besser gesagt einen Teil der Zone 4) streut:  $\Delta l_{70^\circ}$ . Es

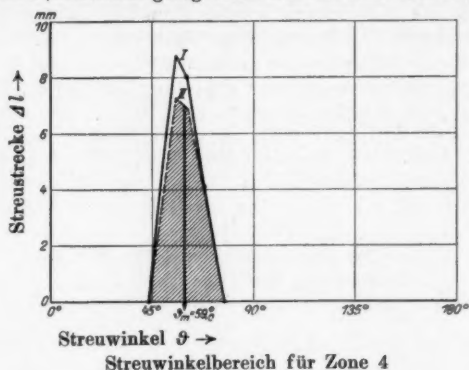


Fig. 20

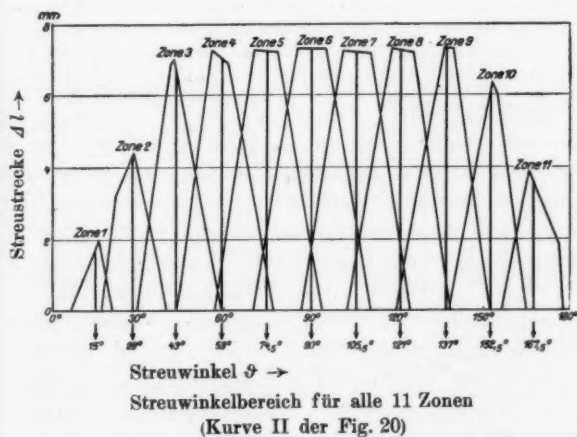


Fig. 21

gibt ferner zwei Grenzwinkel, unter denen gerade keine Elektronen mehr vom Strahl auf Zone 4 gestreut werden; diese ergeben sich im vorliegenden Fall, was sich leicht verifizieren läßt, zu  $43^\circ$  bzw.  $77^\circ$ , sind aber der Übersichtlichkeit wegen in Fig. 20 nicht eingezeichnet. Wir tragen nun in Fig. 20 über den Streuwinkeln  $\theta$  die zugehörigen Streu-



strecken  $\Delta l$  auf. Hierdurch erhalten wir die Kurve I. Aus dieser Kurve läßt sich, wie eine einfache Überlegung zeigt, im Anschluß an den Abschnitt II dadurch eine der auf Zone 4 gestreuten Menge proportionale Fläche gewinnen, daß man jede Ordinate mit dem Sinus des zugehörigen Winkels multipliziert (Kurve II und schraffierte Fläche in Fig. 20). Diese Fläche teilen wir durch eine senkrechte Linie in zwei flächengleiche Teile; die Abszisse der Senkrechten ist dann das oben definierte  $\vartheta_m$  für Zone 4. Wir wenden jetzt dasselbe Verfahren auch für die anderen Zonen an und erhalten die in Fig. 21 wiedergegebenen Flächen (bzw. Kurven II) für alle 11 Zonen. Aus diesen ergeben sich die mittleren Streuwinkel entsprechend der folgenden Tab. 4:

Tabelle 4  
Mittlere Streuwinkel für die einzelnen Zonen  
(Bezeichnung der Zonen nach Fig. 1)

Auffang- zone }	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Mittlerer Streu- winkel $\vartheta_m$ }	15°	28°	43°	59°	74,5°	90°	105,5°	121°	137°	152,5°	167,5°

#### Zu 2. Ordinatenbestimmung

Die Grundlage für den zu  $\vartheta_m$  gehörigen Intensitätswert gibt diejenige Elektronenmenge, die unter bestimmtem Druck und bei bestimmter Intensität und Geschwindigkeit des Elektronenstrahls auf die betreffende Auffangzone gestreut wird. Hieraus können wir diejenige Streumenge berechnen, die bei gegebener Primärintensität vom Einzelatom unter dem betreffenden Winkel beim Druck 1 und bei gegebener Elektronengeschwindigkeit gestreut wird. Die so gestellte Aufgabe läßt sich in zwei Schritten lösen:

a) Wir haben experimentell diejenigen Elektronenmengen gefunden, die bei gegebener Primärintensität auf den einzelnen Zonen aufgefangen werden. Wir berechnen jetzt diejenigen Elektronenmengen, die bei derselben Primärintensität unter der Annahme gleichmäßiger Streuung nach allen Richtungen auf den einzelnen Zonen entsprechend der geometrischen Konfiguration zu erwarten wären. Wir bilden dann für jede Zone das Verhältnis zwischen dem experimentellen Wert und dem für gleiche Winkelverteilung berechneten Wert und können so für jeden mittleren Streuwinkel feststellen, in welchem Maße

die Streuung in dieser Richtung die gleichmäßige Streuung unter- oder übertrifft. Trägt man die so gewonnenen Werte graphisch als Ordinaten über den mittleren Streuwinkeln als Abszissen auf, so erhält man die Streukurve in relativem Maß.

b) Wir gehen von der unter a) gefundenen Winkelverteilung, Form 3  $a_1$ , durch Multiplikation mit dem  $\sin$  des Streuwinkels zu der Form 3  $b_1$  über, d. h. zu derjenigen Form, bei welcher die Fläche zwischen Streukurve und Abszissenachse der gestreuten Gesamtmenge gleich ist. Dann berechnen wir unter Benutzung des Wirkungsquerschnitts für die betreffende Elektronengeschwindigkeit die gesamte Streumenge eines einzelnen Moleküls, wenn sich dieses Molekül in einem Elektronenstrom von der Dichte  $\frac{10^{18} \text{ Elektronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Sek.}}$  befindet. Diese Gesamtstreumenge setzen wir der eben gewonnenen Fläche gleich und erhalten so die Grundlage für eine absolute Ordinatenangabe.

Zu a). Diejenigen Streumengen, die auf die einzelnen Zonen fallen würden, wenn allseitig gleichmäßige Streuung vorliegen würde, sind bereits bei der Abszissenbestimmung graphisch ermittelt worden. Sie sind nämlich proportional zu den Flächen zwischen den Kurven II und der Abszissenachse in Fig. 21. Die Größe dieser Flächen wird in willkürlichem Maßstab in der folgenden Tab. 5 gegeben. Wir müssen also

Tabelle 5

Auffang- zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Rel. Größe der Fläche	7,80	30,5	56,2	73,9	86,3	100	90,6	82,7	69,2	47,4	26,1

die auf den einzelnen Auffangzonen *tatsächlich gefundenen* Streumengen (Tab. 3 unterste Reihe) durch die in vorstehender Tab. 5 stehenden, bei gleicher Winkelverteilung zu erwartenden, dividieren und erhalten für unser spezielles Auswertungsbeispiel die in Tab. 6, zweite Reihe, stehenden Werte; diese stellen bei graphischer Auftragung die gesuchte Streukurve dar, allerdings noch in einem willkürlichen<sup>1)</sup> Ordinatenmaßstab.

1) Nach der Vorbemerkung unter a) hätten wir eigentlich auf gleiche Primärintensität umrechnen müssen, wie es dort zum besseren Verständnis dargestellt war. Diese Umrechnung erübrigt sich aber insofern, als sie nur einen konstanten Faktor für jede Ordinate mit sich bringen würde und die Absolutbestimmung unter b) sowieso auf anderem Wege durchgeführt wird.

Tabelle 6  
Auswertung der Messung (Fortsetzung von Tabelle 3)

Mittlerer Streuwinkel $\vartheta_m$	15°	28°	43°	59°	74° <sub>30</sub>	90°	105° <sub>30</sub>	121°	137°	152° <sub>30</sub>	167° <sub>30</sub>
Winkelverteilung relativ	0,533	0,413	0,313	0,261	0,230	0,212	0,201	0,213	0,246	0,284	0,263
Streuung pro Einheitszone	12,0	16,7	18,5	19,3	19,3	18,4	16,8	15,8	14,5	11,4	4,9
Streuung pro Einheitskegel (vgl. Tab. 2)	4,20	3,25	2,47	2,05	1,82	1,67	1,59	1,68	1,94	2,24	2,07

Zu b). Wir tragen die unter a) umgerechneten Werte über dem Streuwinkel in der Darstellungsform Fig. 3b<sub>1</sub> auf. Die von der Kurve und der Abszissenachse eingeschlossene Fläche  $F$  ist dann der gesamten gestreuten Menge  $S$  proportional.<sup>1)</sup>  $S$  läßt sich aber leicht aus dem Wirkungsquerschnitt des Moleküls bei der zugehörigen Elektronengeschwindigkeit ziffernmäßig berechnen, wenn wir uns dieses Molekül in einem Elektronenstrom von der Dichte  $\frac{10^{18} \text{ Elektronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Sek.}}$  denken.

Es läßt sich jetzt die auf die 90°-Einheitszone entfallende Streumenge absolut angeben, wenn wir aus der Gesamtfläche  $S$  den Streifen zwischen 89½° und 90½° mit der Fläche  $f$

herausschneiden:  $\frac{f}{F} \cdot S$ . So erhalten wir den-

jenigen Faktor, mit dem die Ordinaten der die Fläche  $F$  einschließenden Kurve multipliziert werden müssen, um in absolutes Maß umgerechnet zu werden. Wir haben also eine absolute Ordinatenangabe für die *Streuung pro Einheitszone* erhalten. Für die *Streuung pro Einheitskegel* ergibt sich hieraus die absolute Ordinatenbezeichnung durch Division mit dem Umrechnungsfaktor  $U = 11 \cdot \sin \vartheta$ , also speziell für die 90°-Streuung mit dem Faktor 11. Die so erhaltenen Absolutwerte der Streuung pro Einheitszone und pro Einheitskegel sind als Endresultat der Auswertung in der zweiten und dritten Reihe von Tab. 6 eingetragen.

1) Der Verlauf der Winkelverteilungskurven muß zu diesem Zweck vom Streuwinkel 15° nach 0° hin und vom Streuwinkel 167,5° nach 180° hin extrapoliert werden. Man kann sich leicht überzeugen, daß diese Extrapolation infolge der Abnahme von  $\sin \vartheta$  nach 0° und 180° hin gerade bei kleineren Elektronengeschwindigkeiten genügend eindeutige Ergebnisse liefert. Vorausgesetzt ist hierbei allerdings, daß die Streuung in der Nähe von 0° und in der Nähe von 180° die sonstige Streuung nicht um Größenordnungen übertrifft.

## VII. Kontrollen

## 1. Abhängigkeit der gestreuten Menge vom Gasdruck.

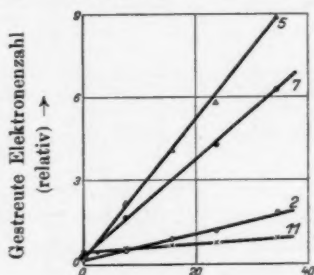
Von Zeit zu Zeit wurde zwischen den üblichen Meßreihen, die für zwei verschiedene Drucke ausgeführt wurden, mit 4–5 verschiedenen Drucken gemessen: für den benutzten Druckbereich war die gestreute Menge dem Gasdruck proportional, wie Fig. 22 zeigt. Daß die Drucke genügend klein waren, um im Mittel mehrfache Stöße eines Elektrons an Gasmolekülen zu vermeiden, was bekanntlich zu einer Krümmung der „Druckgeraden“ führt, zeigt auch eine kleine rechnerische Überlegung. Die mittlere freie Weglänge (berechnet aus dem Wirkungsquerschnitt) ist bei dem höchsten in Fig. 22 benutzten Gasdruck immer noch etwa 25 cm, also etwa das Vierfache des durchschnittlichen Gesamtweges eines gestreuten Elektrons von der Eintrittsblende  $B_4$  in den Raum  $S$  bis zu seiner Auffangung auf einer Zone.

2. Gestreute Menge auf den 11 Auffangzonen ist gleich der eintretenden Gesamtmenge abzüglich der im Käfig  $A$  aufgefangenen Menge (alle Mengen beziehen sich hierbei auf 1 Sek.). Gemessen wurde die gesamte, durch Blende  $B_4$  eintretende Elektronenmenge (Auffangkäfig  $A$  und die 11 Auffangzonen)  $J_0 = 34,0$  Skt. Dauerausschlag bei 200 Skt./Volt Elektrometerempfindlichkeit und  $4,3 \cdot 10^8 \Omega$  Ableitungswiderstand:

$$J_0 = \frac{34}{200 \cdot 4,3 \cdot 10^8} = 3,9_s \cdot 10^{-10} \text{ Coulomb.}$$

Davon wurden im Auffangkäfig  $A$  allein gemessen: 32,4 Skt. Dauerausschlag bei gleicher Elektrometerempfindlichkeit und gleichem Ableitungswiderstand wie oben:

$$J_A = \frac{32,4}{200 \cdot 4,3 \cdot 10^8} = 3,6_s \cdot 10^{-10} \text{ Coulomb.}$$



Druck in  $10^{-4}$  mm Hg  $\rightarrow$   
 „Druckgeraden“  
 für die Zonen 2, 5, 7, 11  
 Argon; 2 Volt

Fig. 22

Auf dem Wege von Blende  $B_4$  bis zum Auffangkäfig  $A$  wurde also im ganzen gestreut:  $J_0 - J_A = 0,3_0 \cdot 10^{-10}$  Coulomb. Andererseits läßt sich dieselbe Streumenge durch Addition der auf die einzelnen Auffangzonen gestreuten Einzelmengen berechnen. Es wurden folgende Werte als Streumengen für die einzelnen Zonen pro Sekunde erhalten:

Auffangzone . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Skalenteile . . .	0,2	1,7	4,5	7,6	9,3	9,4	6,6	4,1	2,2	1,3	0,6

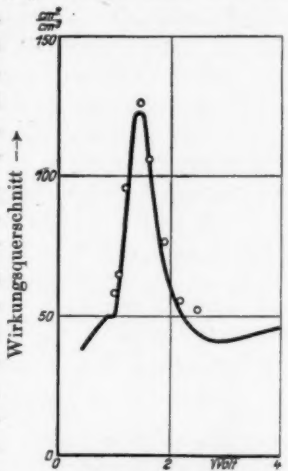
Die Summe der Streumengen auf die 11 Zonen entspricht demnach  $47,5$  Skt. bei  $200$  Skt./Volt Elektrometerempfindlichkeit und  $118$  cm Durchschnittskapazität der einzelnen Auffangzonen. Hieraus ergibt sich die Gesamtmenge zu:

$$\frac{47,5}{200} \cdot \frac{1}{300} \cdot 118 \cdot \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} \text{ Coulomb} = 0,3_1 \cdot 10^{-10} \text{ Coulomb},$$

das ist aber die gleiche Zahl wie oben, d. h. der Intensitätsverlust des Elektronenstrahls auf dem Wege von Blende  $B_4$  bis zum Auffangkäfig  $A$  findet sich quantitativ als Streumenge auf den Auffangzonen 1—11 wieder. Neben der Kontrolle der „Druckgeraden“ beweist gerade diese Kontrolle das prinzipiell einwandfreie Arbeiten der Zonenapparatur.

3. *Prüfung der Streumessungen durch Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt.* Die vorliegende Zonenapparatur führt prinzipiell zu einer direkten quantitativen Messung der Größe des Wirkungsquerschnitts, weil sowohl die zur Streuung zur Verfügung stehende Gesamtmenge (durch  $B_4$  eintretende Elektronenmenge) als auch die Streumenge (Summe der Streumengen auf die 11 Auffangzonen) direkt quantitativ bestimmt werden kann. Verwertet man also das gefundene Zahlenmaterial zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts und vergleicht man den so erhaltenen Wert mit dem anderweitig gegebenen Zahlenwert, so führt dieser Vergleich auch zu einer Kontrolle des gesamten Meßverfahrens. Wir wollen hierbei unterscheiden zwischen dem *Gang* der Wirkungsquerschnittskurve als Funktion der Geschwindigkeit und der *absoluten Größe* des Wirkungsquerschnitts: der Gang der

Kurve muß richtig wiedergegeben werden, wenn die Zonenapparat einwandfrei arbeitet; dagegen kann man dies von der Absolutgröße nicht verlangen, da unsere Zonenapparat wegen der verhältnismäßig großen Öffnungen des Blendenkonus  $K$  und des Auffangkäfigs  $A$  und der dadurch bedingten Unsicherheit der Streustrecke für absolute Wirkungsquerschnittsmessungen weniger geeignet ist. Fig. 23 zeigt für Kohlenoxyd, daß die aus unserem Versuchsmaterial gewonnenen Wirkungsquerschnittswerte ( $\circ \circ$ ) sich in ihrem Gang der bekannten Wirkungsquerschnittskurve (—) in ihrem ganzen Verlauf völlig anpassen. Die richtigen Absoluthöhen sind dadurch erhalten, daß die „effektive“ Streustrecke zu 14 mm angesetzt ist, während der Abstand zwischen Blendenkonus und Auffangkäfig 12,5 mm beträgt. Auch diese Übereinstimmung kann als genügend angesehen werden.



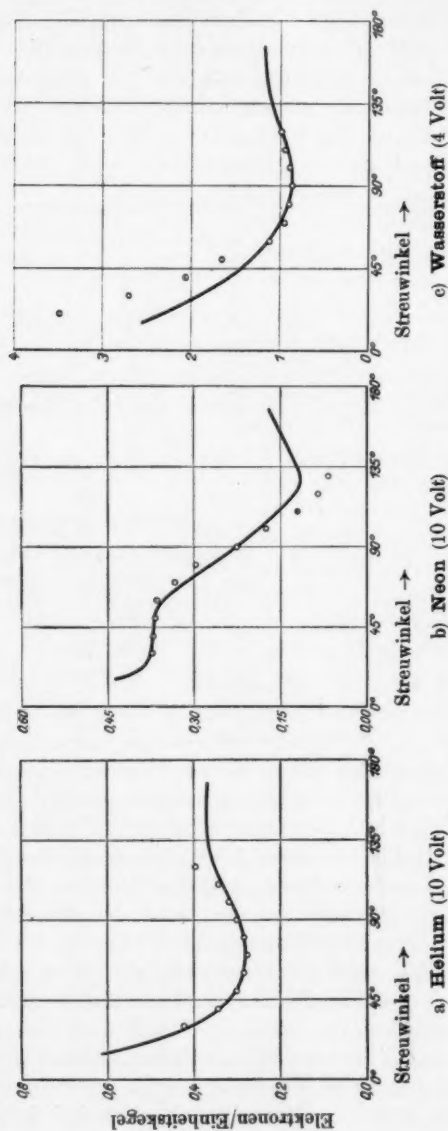
Elektronengeschwindigkeit  
Absolutauswertung von  
Streuakurven ( $\circ \circ$ ) und WQ  
nach Brüche (—)

Fig. 23

# VIII. Zusammenfassung

1. Die in den beiden früheren Arbeiten benutzte „Zonenapparat“ wird wesentlich verfeinert, indem die Zonenzahl von 3 auf 11 erhöht wird. Auf diese Weise wird eine Methode gewonnen, welche die Feststellung der Streumengen als Funktion des Streuwinkels in genügend kleinen Winkelstufen ermöglicht.

2. Die benutzte Methode erlaubt nicht die Anwendung von Gegenfeldern bei der Auffangung der Elektronen und ist daher nur unterhalb der Anregungsspannung anwendbar. Hier besitzt sie aber den großen Vorzug, daß die auf den Zonen aufgefangenen Mengen einen relativ großen Bruchteil der gesamten Elektronenmenge darstellen, und daß daher die Primärintensität des Elektronenstrahls nicht allzu groß zu sein braucht. Dies befähigt die Methode, ihren Zweck auch bei kleinen



Winkelverteilungen gestreuter Elektronen

nach Bullard-Massey: ○ ○ nach Ramsauer-Kollath: —

Fig. 24 a—c



Elektronengeschwindigkeiten, bis zu 1 Volt abwärts, einwandfrei zu erfüllen.

3. Es werden Winkelverteilungen in den sechs Gasen: Helium, Neon, Argon, Wasserstoff, Kohlenoxyd und Kohlen- säure bei Elektronengeschwindigkeiten zwischen 1 Volt und der Anregungsspannung des betreffenden Gases aufgenommen; der untersuchte Winkelbereich erstreckt sich von 15—167°.

4. Das gesamte Versuchsmaterial ist in Tabellenform auf S. 537 und 538 niedergelegt. Außerdem ist der Gang der Streuung in seinem allgemeinen Verlauf in den Figg. 4, 5, 7, 9, 10, 12, sowie in besonderen Einzelheiten in den Figg. 6, 8, 11, durch graphische Darstellung veranschaulicht.

5. Soweit ein Vergleich der hier erhaltenen Resultate mit früheren Arbeiten der Verff. und mit der Arbeit von Bullard und Massey möglich ist, ergibt sich gute Übereinstimmung.

#### Nachtrag bei der Korrektur

Während des Druckes dieser Arbeit haben Arnot sowie Bullard und Massey je eine neue Arbeit über die Winkelverteilung bei der Streuung von Elektronen in Gasen veröffentlicht.<sup>1)</sup> Auf die Arbeit von Arnot, die sich auf höhere Elektronengeschwindigkeiten bezieht, soll in diesem Zusammenhang nicht näher eingegangen werden. Dagegen lassen sich die Ergebnisse von Bullard und Massey zum Teil mit den unsrigen vergleichen. Bullard und Massey haben ihre früheren Messungen an Argon (vgl. S. 547, Anm. 1) auf die Gase Helium, Neon, Wasserstoff, Stickstoff und Methan ausgedehnt. Der Winkelbereich beträgt wie früher etwa 15—125°, der Geschwindigkeitsbereich 4—40 Volt. In dem von uns untersuchten Geschwindigkeitsbereich liegen von Bullard und Massey Winkelverteilungskurven vor

in Helium bei . . . .	4, 6, 10 und 20 Volt
in Neon bei . . . .	6 „ 10 „
in Wasserstoff bei . .	4 „ 10 „
in Stickstoff bei . . .	7 „ 10 „
in Methan bei . . . .	4, 6 „ 10 „

Stickstoff und Methan wurden von uns nicht untersucht und können daher zu diesem Vergleich nicht herangezogen werden. Von den übrig- bleibenden 8 vergleichbaren Winkelverteilungskurven geben wir im fol- genden eine Auswahl in den Figg. 24 a—c wieder, wobei die relativ angegebene Höhenlage der Kurven von Bullard und Massey der Höhenlage unserer Werte möglichst gut angepaßt ist. Die Überein- stimmung im Verlauf der Winkelverteilungskurven ist so gut, wie sie bei Messungen nach zwei verschiedenen Methoden nur irgend zu er- warten war.

1) F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. (A) **133**. S. 615. 1931; E. C. Bullard u. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (A) **133**. S. 637. 1931.

(Eingegangen am 17. September 1931)

***Isothermenmessungen von Wasserstoff<sup>1)</sup>  
zwischen 0° und 100° C bis 1000 Atmosphären  
Von A. Michels, G. P. Nijhoff  
und A. J. J. Gerver S. J.***

(Mit 3 Figuren)

Nach der in diesen Annalen mitgeteilten Methode<sup>2)</sup> wurden Isothermen von Wasserstoff gemessen und die in Tab. 1 gegebenen Resultate erhalten.

Tabelle 1

<i>T</i>	<i>d<sub>A</sub></i>	<i>P</i>	<i>p v<sub>A</sub></i>
0°	72,334	75,795	1,0478
	148,221	164,193	1,1078
	227,641	268,99	1,1816
	338,39	442,27	1,3070
	400,47	556,89	1,3906
	468,89	701,34	1,4957
	615,11	1089,67	1,7715
24,56°	72,294	82,677	1,1436
	148,141	179,350	1,2107
	227,52	293,98	1,2921
	338,23	483,45	1,4294
	400,28	608,58	1,5204
	468,69	765,50	1,6332
	614,90	1186,18	1,9291
53,59°	72,247	90,802	1,2568
	148,048	197,124	1,3315
	227,39	323,26	1,4216
	338,04	531,41	1,5720
	400,07	668,42	1,6708
	468,46	839,90	1,7929
74,76°	72,212	96,741	1,3397
	147,980	210,16	1,4202
	227,29	344,76	1,5168
	337,90	566,80	1,6774
	399,91	712,73	1,7822
	468,29	895,04	1,9113

1) Der Wasserstoff wurde uns von Hrn. Prof. Dr. W. H. Keesom, Leiden, freundlichst zur Verfügung gestellt.

2) A. Michels u. R. O. Gibson, *Ann. d. Phys.* **87.** S. 850. 1928; Wien-Harms, *Handb. d. Exp. Ph.* VIII, 2. S. 106 ff.

Tabelle 1 (Fortsetzung)

$T$	$d_A$	$P$	$p v_A$
100°	72,171	103,816	1,4385
	147,898	225,64	1,5256
	227,17	370,21	1,6297
	337,74	608,48	1,8016
	399,73	764,66	1,9130
	468,08	959,64	2,0502

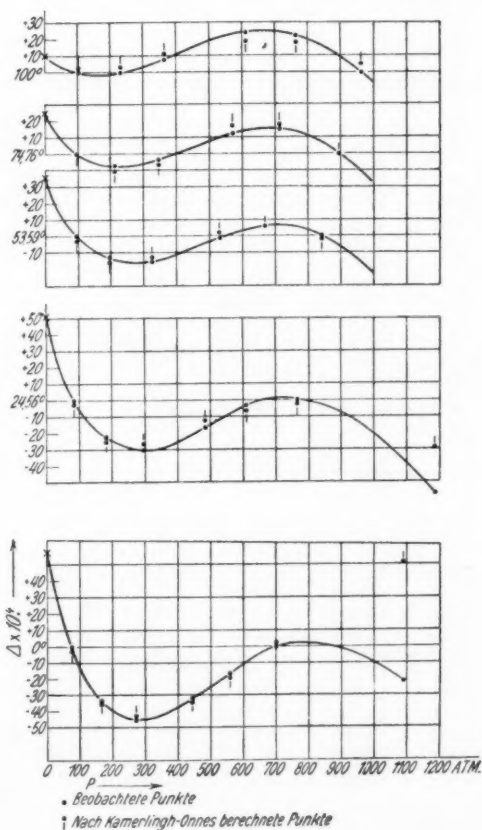


Fig. 1

Die Thermostatenregulierung gab bei den höchsten drei Punkten der 53° Isotherme ein wenig Schwierigkeit. Dadurch bleibt die hier erreichte Genauigkeit (1—1500) zurück hinter der der anderen Punkte.

Zum Vergleich mit den Resultaten anderer Forscher empfiehlt es sich, die Daten auf abgerundete Temperaturen und Drucke umzurechnen. Dieses wird erleichtert durch den Umstand, daß, wie bekannt<sup>1)</sup>, die  $p v - p$ -Kurven von  $H_2$  in diesem Temperaturbereich nicht viel von einer Geraden ab-

Tabelle 2

$p$	0°			25°		
	a	b	c	a	b	c
0	0,9993	0,9993	0	1,0908	1,0908	0
100	1,0639	1,0702	- 0,0063	1,1569	1,1618	- 0,0049
200	1,1328	1,1412	- 0,0084	1,2269	1,2328	- 0,0059
300	1,2038	1,2121	- 0,0083	1,2980	1,3038	- 0,0058
400	1,2761	1,2830	- 0,0069	1,3703	1,3748	- 0,0045
500	1,3490	1,3539	- 0,0049	1,4431	1,4458	- 0,0027
600	1,4221	1,4249	- 0,0028	1,5157	1,5168	- 0,0011
700	1,4948	1,4958	- 0,0010	1,5879	1,5878	+ 0,0001
800	1,5668	1,5667	+ 0,0001	1,6593	1,6588	+ 0,0005
900	1,6380	1,6377	+ 0,0003	1,7303	1,7298	+ 0,0005
1000	1,7086	1,7086	0	1,8008	1,8008	0
1100	1,7787	1,7797	- 0,0010	1,8707	1,8718	- 0,0011
1200	—	—	—	1,9402	1,9428	- 0,0026

$p$	50°			75°		
	a	b	c	a	b	c
0	1,1823	1,1823	0	1,2739	1,2739	0
100	1,2501	1,2532	- 0,0031	1,3429	1,3451	- 0,0022
200	1,3203	1,3242	- 0,0039	1,4137	1,4162	- 0,0025
300	1,3915	1,3951	- 0,0036	1,4855	1,4874	- 0,0019
400	1,4635	1,4661	- 0,0026	1,5577	1,5586	- 0,0009
500	1,5357	1,5370	- 0,0013	1,6300	1,6297	+ 0,0003
600	1,6081	1,6079	+ 0,0002	1,7022	1,7009	+ 0,0013
700	1,6799	1,6789	+ 0,0010	1,7740	1,7721	+ 0,0019
800	1,7512	1,7498	+ 0,0014	1,8452	1,8433	+ 0,0019
900	1,8218	1,8208	+ 0,0010	1,9156	1,9144	+ 0,0012
1000	1,8917	1,8917	0	1,9856	1,9856	0

<sup>1)</sup> W. E. Deming and Lola E. Shupe, *Phys. Rev.* **37**. S. 638. 1931; *J. Amer. Chem. Soc.* **53**. S. 843. 1931.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

p	100°		
	a	b	c
0	1,3654	1,3654	0
100	1,4358	1,4367	- 0,0009
200	1,5071	1,5080	- 0,0009
300	1,5790	1,5793	- 0,0003
400	1,6513	1,6506	+ 0,0007
500	1,7235	1,7219	+ 0,0016
600	1,7955	1,7932	+ 0,0023
700	1,8670	1,8645	+ 0,0025
800	1,9380	1,9358	+ 0,0022
900	2,0084	2,0071	+ 0,0013
1000	2,0784	2,0784	0

weichen. Die Fig. 1 gibt die Abweichungen  $(p v)_{\text{exp.}} - (p v)_{\text{geradel.}}$  der experimentellen Punkte von der durch den ersten und sechsten Beobachtungspunkt gelegten Geraden.

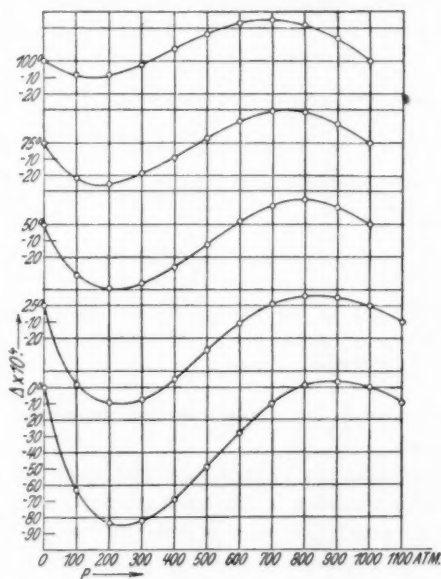


Fig. 2

Mit Hilfe dieser Kurven wurden die  $p v$ -Werte für 0, 100, 200 usw. 1000 Atm. ermittelt, dann wurde in ähnlicher Weise die Umrechnung auf 0°, 25°, 50°, 75° und 100° C vorgenommen.

Die Resultate gibt Tab. 2 (Kolonne a).

Zur bequemen Interpolation für andere Drucke ist jetzt eine Gerade durch  $(p v)_0$  und  $(p v)_{1000}$  gelegt worden (Kolonne b) und die Abweichung von dieser Geraden ermittelt worden (Kolonne c). Die Abweichungen sind in Fig. 2 aufgetragen.

Zur Interpolation auf andere Temperaturen sei bemerkt, daß sich aus einer geeigneten graphischen Darstellung folgendes ergibt: Die Beziehung zwischen den  $p v$ -Werten bei konstantem Druck und der Temperatur ist fast linear (d. h. mit einer Annäherung von 1–3000). Man kann also schreiben:

$$(1) \quad (p v)_T^p = (p v)_0^p + \alpha(p) T.$$

Die  $\alpha(p)$  findet man in Tab. 3 und in Fig. 3. Für die 50° Isotherme weichen die Punkte, die mit den höchsten drei gemessenen Drucken korrespondieren (d. h. von 500–1000 Atm.),

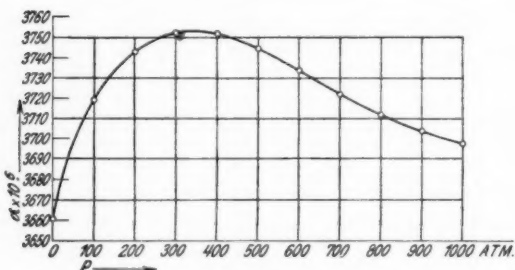


Fig. 3

Tabelle 3

0	0,003661
100	0,003719
200	0,003743
300	0,003752
400	0,003752
500	0,003745
600	0,003734
700	0,003722
800	0,003712
900	0,003704
1000	0,003698

± 10 Einheiten (d. h. 1–1500) von den nach der Formel (1) berechneten ab.

Schließlich sind die Virialkoeffizienten nach Kamerlingh-Onnes berechnet worden.<sup>1)</sup> Da oberhalb 25° nur sechs Punkte zur Verfügung standen, wurden von der 0° und 25° Isotherme

1) Für die Methode vergleiche z. B. A. Th. v. Urken in G. P. Nijhoff, Leiden Comm. No. 169, C.

auch nur die ersten sechs Punkte berücksichtigt und eine Reihenentwicklung mit fünf Koeffizienten angesetzt. Tab. 4 gibt für die verschiedenen Temperaturen die ersten drei Virialkoeffizienten, für die 53° Isotherme der Unsicherheit der höheren Punkte wegen, die ersten zwei.

Tabelle 4

	0°	24,56°	53,59°	74,76°	100°
$A_{A_0}$	0,9994	1,0892	1,1955	1,2729	1,3653
$B_{A_0} \cdot 10^3$	0,610	0,687	0,778	0,862	0,951
$C_{A_0} \cdot 10^6$	0,80	0,87	—	0,86	0,89

Tabelle 5

$T$	$p$	$(p v)_{\text{exp}}$	$(p v)_{\text{ber.}}$	$(p v)_{\text{exp.}} - (p v)_{\text{ber.}}$
0°	75,795	1,0478	1,0477	+ 0,0001
	164,193	1,1078	1,1077	+ 0,0001
	268,99	1,1816	1,1817	- 0,0001
	442,27	1,3070	1,3069	+ 0,0001
	556,89	1,3906	1,3905	+ 0,0001
	701,34	1,4957	1,4958	- 0,0001
24,56°	(1089,67	1,7715	1,7788	- 0,0073)
	82,677	1,1436	1,1435	+ 0,0001
	179,35	1,2107	1,2105	+ 0,0002
	293,98	1,2921	1,2924	- 0,0003
	483,45	1,4294	1,4297	- 0,0003
	608,58	1,5204	1,5203	+ 0,0001
53,59°	765,50	1,6336	1,6334	+ 0,0002
	(1186,18	1,9291	1,9319	- 0,0028)
	90,802	1,2568	1,2565	+ 0,0003
	197,124	1,3315	1,3312	+ 0,0003
	323,26	1,4216	1,4218	- 0,0002
	531,41	1,5720	1,5723	- 0,0003
74,76°	668,42	1,6708	1,6708	0,0000
	839,90	1,7929	1,7927	+ 0,0002
	96,741	1,3397	1,3397	0,0000
	210,16	1,4202	1,4199	+ 0,0003
	344,76	1,5168	1,5166	+ 0,0002
	566,80	1,6774	1,6779	- 0,0005
100°	712,73	1,7822	1,7825	- 0,0003
	895,04	1,9113	1,9113	0,0000
	103,816	1,4385	1,4386	- 0,0001
	225,64	1,5256	1,5259	- 0,0003
	370,21	1,6297	1,6300	- 0,0003
	608,48	1,8016	1,8010	+ 0,0006
	764,61	1,9130	1,9126	+ 0,0004
	959,64	2,0502	2,0507	- 0,0005

Inwieweit es gelingt, mit fünf Koeffizienten die experimentellen Resultate exakt darzustellen, ist aus Tab. 5 ersichtlich, wo die auf diese Weise berechneten  $p v$ -Werte mit den experimentellen verglichen werden. Die berechneten  $p v$ -Werte sind in Fig. 1 eingetragen.

Die Abweichungen scheinen nicht ganz regellos und sind von derselben Größenordnung wie die Beobachtungsfehler. Eine Ausnahme bilden nur die (bei der Koeffizientenberechnung nicht berücksichtigten) höchsten Drucke der  $0^{\circ}$  und  $25^{\circ}$  Isotherme. Berücksichtigt man dieselben wohl, so stellt es sich heraus, daß man mit fünf Koeffizienten die experimentellen Punkte nicht befriedigend darstellen kann. (Die beste Annäherung ergibt noch immer für alle sieben Punkte Abweichungen von der Größenordnung von 1 Promille, was sicher größer ist als die Beobachtungsfehler. Ob man diese Diskrepanz einem experimentellen Fehler bei den zwei genannten Punkten zuschreiben muß, oder ob sie darauf hinweist, daß für eine genaue Darstellung von Isothermenmessungen bis über 1000 Atm. eine Reihenentwicklung nach Kamerlingh-Onnes mit fünf Koeffizienten nicht mehr ausreicht, möchten wir unentschieden lassen, bis über mehrere Messungen in diesem Druckgebiet verfügt werden kann.

#### Zusammenfassung

Es werden Isothermenmessungen von Wasserstoff bis 1000 Atm. bei ungefähr  $0^{\circ}$ ,  $25^{\circ}$ ,  $50^{\circ}$ ,  $75^{\circ}$  und  $100^{\circ}$  C mitgeteilt. Es werden Interpolationsverfahren auf andere Temperaturen und Drucke beschrieben und die Virialkoeffizienten nach Kamerlingh-Onnes berechnet.

Amsterdam, 28. Mitteilung des Van der Waals Fonds, September 1931.

(Eingegangen 19. September 1931)



## **Gasentladungen bei sehr hohen Frequenzen**

**Von Lothar Rohde**

(Mit 22 Figuren)

Die Spannung, die notwendig ist, eine Gasentladung bei Hochfrequenz einzuleiten und zu unterhalten, nimmt mit wachsender Frequenz ab, was durch die Arbeiten mehrerer Autoren<sup>1-7)</sup> nachgewiesen worden ist.

Besonders ausführliche Angaben findet man bei F. Kirchner<sup>6)</sup>, der die Zünd- und Brennspannungen verschiedener Gase in einem großen Frequenzbereich gemessen hat. Die höchste von ihm benutzte Frequenz war  $3,5 \cdot 10^7$  Hertz. Hierbei fand er für Neon die auffällig geringe Brennspannung von 15 Volt, die unter der Ionisierungsspannung des Gases liegt.

Nach der Kirchnerschen Arbeit sind bisher über die einfache selbständige Gasentladung nur qualitative Angaben veröffentlicht worden.<sup>8-16)</sup> Wellenlängen unter 8 m sind im allgemeinen nicht verwendet worden. Erst R. W. Wood<sup>17)</sup> gelang es, Gasentladungen bis zu einer Welle von 1,7 m zu erhalten. Er fand besonders bei Sauerstoff eigenartige Entladungsformen, die er „Plasmoids“ nannte. Eine Messung der charakteristischen Spannungen wurde aber nicht ausgeführt.

Es war nun immer noch die Frage offen, ob bei höheren Frequenzen als den von Kirchner verwendeten ein weiteres Sinken der charakteristischen Spannungen eintritt und wie der Verlauf dieser Spannungen bei anderen Gasen ist. Weiter erschien es wünschenswert, zu wissen, ob die Edelgase ein abweichendes Verhalten gegenüber anderen Gasen zeigen.

Ziel der Arbeit war daher, die bis jetzt vorliegenden Messungen an verschiedenen Gasen bis zu den höchsten, augenblicklich mit genügender Energie herstellbaren Frequenzen zu erweitern. Endlich war es noch von Interesse,

zu sehen, ob sich bei diesen hohen Frequenzen noch elektrodlose Ringentladungen erzeugen lassen, wie sie von R. Wachsmuth<sup>18)</sup> bei mittleren Wellen erhalten wurden.

### Die Apparatur

#### Vakuumtechnischer Teil

Zur Herstellung der sehr hohen Frequenzen mußten Spezialröhren gebaut werden, daher wurde der vakuumtechnische Teil der Apparatur von vornherein so aufgebaut, daß er zur Evakuierung von Elektronenröhren verwendet werden konnte.

Eine rotierende Ölpumpe von Leyboldt sorgte für das nötige Vorvakuum von 0,1 mm. Eine vielstufige Diffusionspumpe der gleichen Firma erzeugte das Hochvakuum. Zwischen beiden war wie üblich ein Trockengefäß mit Phosphorpentoxyd und ein Rezipient eingeschaltet. Die Hochvakuumpumpe konnte durch einen Hahn von der übrigen Apparatur getrennt werden.

Zur Messung des Druckes sind vor der Ausfrierflasche 3 Manometer angeschlossen, die sich in den Bereichen überlappen und eine Messung des Druckes zwischen 40 und 0,00001 mm erlauben. Ein U-Rohrmanometer bestreicht Drucke von 40 bis 4 mm; darunter wird mit einem Manometer nach V. v. Rheden gemessen, das bis 0,04 mm gut ablesbar anzeigt. Noch niedrigere Drucke werden mit einem Manometer nach McLeod bestimmt, welches so eingerichtet ist, daß die Bewegung des Quecksilbers durch den äußeren Luftdruck erfolgt und umgekehrt durch Evakuieren des Reservegefäßes das Quecksilber zurückgezogen werden kann.

Die Abweichung der Manometer gegeneinander wurde in den sich überlappenden Bereichen bestimmt. Das v. Rhedenmanometer hat gegen das U-Rohrmanometer 4 Proz. und gegen das McLeod in dem niedrigen Druckbereich eine Verschiedenheit von 5 Proz. gezeigt. Diese Genauigkeit reicht für die Druckangabe bei den in Frage kommenden Messungen aus.

Besonderer Wert wurde auf die Reinheit der verwendeten Gase gelegt, weil sich schon bei den Vorversuchen zeigte, daß die Entladungsformen sehr abhängig von der Reinheit der Gase sind und daß selbst Verunreinigungen von weniger als 0,1 Proz. den Charakter einer Entladung völlig verändern können. Vor allem wirken organische Gase sehr störend, da sie bei der Entladung zersetzt und im Sauerstoff oxydiert werden.

*Sauerstoff* wurde aus übermangansaurem Kali durch Erhitzen erhalten. Bei gleichzeitigem Pumpen wurde mehrmals bis fast zur Gasentwicklung erhitzt, um eingeschlossenen Stickstoff und Wasserdampf zu entfernen. Es wurde weiter darauf geachtet, daß kein feynverteilter  $\text{KMnO}_3$ -Staub bei der Weiterleitung des Gases mitgerissen wurde. Vor der endgültigen Gasentwicklung bzw. dem Einlassen des Gases in das

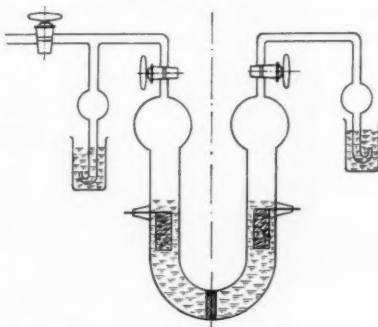
Versuchsgefäß wurde bei Sauerstoff wie bei allen anderen Gasen stets bis zu einem Vakuum von mindestens  $10^{-6}$  mm gepumpt.

Stickstoff stellt man sehr rein aus Natriumazid her, wenn vorher das Pulver gut von eingeschlossener Luft befreit worden ist. Das nach dem Erhitzen entstehende Natrium wirkt teilweise reinigend auf den erzeugten Stickstoff.

Während Sauerstoff und Stickstoff verhältnismäßig leicht rein zu erhalten sind, bereitet die saubere Herstellung von Wasserstoff einige Schwierigkeiten. Die chemische Entwicklung von Wasserstoff ist von vornherein nicht ratsam, da man auf nur schwer erhältliche saubere Zutaten angewiesen ist. Nach einigen Vorversuchen hat sich ein Entwicklungsapparat herausgebildet, wie er in Fig. 1 zu sehen ist. Mit Palladiumröhren wurde nicht gearbeitet, weil man nur sehr langsam größere Mengen Wasserstoff bekommt und weil von E. Hiedemann<sup>19)</sup> die Befürchtung mitgeteilt wurde, daß Kohlenwasserstoffe durch das Palladium mit hindurchwandern.

In ein U-Rohr von etwa 30 mm lichter Weite ist in der Mitte ein feines Schottfilter eingeschmolzen. Die beiden Platinelektroden haben eine Größe von  $2,5 \cdot 5 \cdot 0,02$  cm. Als Elektrolyt diente mit Schwefelsäure versetztes destilliertes Wasser. Die Verlängerungen beider Schenkel münden über einen Hahn in Gefäßen mit konzentrierter Schwefelsäure, die zur Veränderung und Regulierung des Druckes in beiden Schenkeln und zum Fernhalten freiwerdenden Wasserdampfes dienen. Vor der Füllung des Vorratsgefäßes mit Wasserstoff wurde der Entwicklungsapparat stets 1 Stunde in Betrieb gesetzt, damit man sicher sein konnte, daß eingewandertes Gas entfernt war. Der entwickelte Wasserstoff wurde über eine Schleuse in das Vorratsgefäß geleitet, nachdem er vorher ein Gefäß mit Phosphorpentoxyd passiert hatte, das den Zweck hatte, den Wasserdampf zu entfernen. Wie sich bei spektroskopischen Untersuchungen gezeigt hat, war der so entwickelte Wasserstoff von außerordentlicher Reinheit.

Die Edelgase Neon, Helium und Argon wurden dankenswerterweise von der I. G. Farbenindustrie, Griesheim, überlassen. Neon und Helium waren spektral rein, während das Argon etwa 5 Proz. Stickstoff enthielt. Zur Befreiung des Argons vom Stickstoff ist Natrium sehr geeignet, greift aber fast alle üblichen Glassorten an, so daß seine Ver-

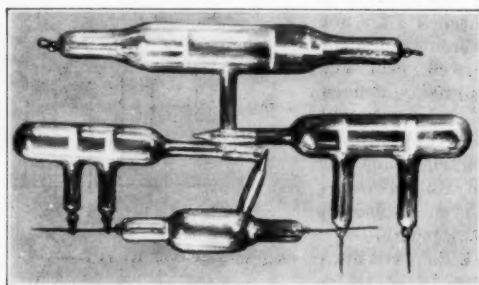


Entwicklungsapparat für Wasserstoff

Fig. 1

wendung die Beschaffung von Spezialgläsern erfordert hätte. Es erwies sich als einfacher, Calcium zu verwenden. Erhitzt man eine Mischung von  $\frac{1}{5}$  Magnesium und  $\frac{4}{5}$  Calcium in besser beschaffbarem, schwer schmelzbarem, Glas so weit, daß sich die Wände verspiegeln, so wird jeglicher Stickstoff aufgezehrt. Auf diese Weise wurde das zur Verfügung stehende Argon bei einem Druck von 5 mm gereinigt. Nach dieser Behandlung war das Gas spektral rein, während es anfangs stark die Stickstoffbanden zeigte. Die Befreiung von Stickstoff fand bei so geringem Druck statt, weil immer nur die zur Füllung des Versuchsgefäßes nötige Menge gereinigt wurde.

Alle Gase mußten eine Ausfrierflasche, die in flüssige Luft getaucht war, passieren, wodurch Quecksilber- und Fettdämpfe vom eigentlichen Beobachtungsgefäß ferngehalten wurden. Desgleichen kondensierten



Die Meßgefäße

Fig. 2

auch noch Spuren von Wasserdampf, die im Phosphorpentoxydgefäß nicht ganz zurückgeblieben waren.

Die zu den Messungen verwendeten Entladungsgefäße hatten die in Fig. 2 dargestellten Formen. Der Innendurchmesser der Glasröhren betrug stets 24 mm. Die Elektroden bestanden aus Aluminium, weil andere Metalle starke Kathodenzerstäubung verursachen. Die Durchführung für die Innenelektroden bestanden aus 1 mm starkem Molybdändraht, der ungefähr den gleichen Ausdehnungskoeffizienten hat wie das verwendete Geräteglas, welches Temperaturen bis zu 400° aushält und deshalb zur Entgasung besonders geeignet ist. Die Zuführungen zu den Elektroden waren verglast, weil sich gezeigt hat, daß auch die kleinen Zuführungsdrähte starke Kathodenzerstäubung hervorrufen.

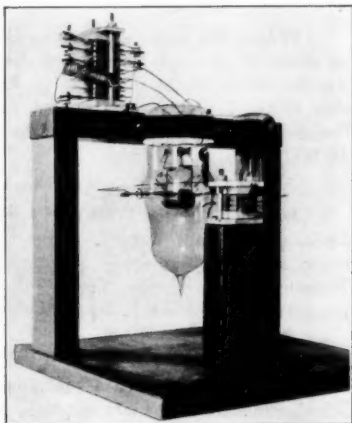
Die Außenelektroden wurden zunächst aus 0,5 mm starker Bleifolie hergestellt. Es mußte aber zur Aluminiumfolie übergegangen werden, weil beim Erhitzen des Entladungsgefäßes zwecks Entgasung die Bleifolie schmolz. Die Entladungsgefäße haben zwei Elektrodenabstände: 38 und 19 mm.

## Elektrischer Teil

Die für die Untersuchungen nötige Energie lieferte bei Wellen über 4 m ein nach der Dreipunktschaltung erregter Sender. Die Senderöhre ist eine Spezialausführung für kurze Wellen, wie sie von Telefunken-Osram hergestellt wird. Sie hat die Typenbezeichnung K. S. 207 g. Gitter und Anodenleitung sind besonders kurz und wegen der auftretenden starken Ströme von großem Querschnitt. Zur Erhaltung der Schwingfähigkeit müssen in die Gitter- und Anodenzuleitungen Drosseln oder Schwingungskreise geschaltet werden, damit die zur Rückkopplung notwendige Phase erreicht wird. Der Sender hat im wesentlichen die von H. Wechsung<sup>10)</sup> angegebene Form und liefert bei einer Welle von 4,32 m, wie kalorimetrisch bestimmt wurde, 450 Watt. Die kürzeste Welle, die so erhalten werden konnte, betrug 3,20 m; doch ist die dabei verfügbare Leistung sehr gering.

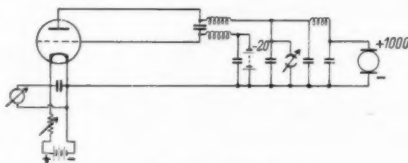
Mit handelsüblichen Röhren kommt man überhaupt nicht zu wesentlich kürzeren Wellen, wenn man größere Energien verlangt. Für die Entladungsuntersuchungen müssen mindestens 20 Watt zur Verfügung stehen, besser ist aber ein Überschuß an Energie, weil dann die Verbrauchskreise zur Verminderung der Rückwirkung loser gekoppelt werden können.

Es wurde deshalb eine Spezialröhre gebaut, die den gestellten Forderungen entsprach (Fig. 3). Die Röhre wurde in der Fig. 4 gezeigten Schaltung verwendet.<sup>10)</sup> Der innere Aufbau der Röhre ist möglichst kapazitätsarm ausgeführt, weil dadurch die Schwingfähigkeit erhöht und die Wellenlänge vermindert wird. Die Röhre hat folgende Daten:



Sender für Wellen von 2 m

Fig. 3



Schaltung des 2 m-Senders

Fig. 4

Heizstrom . . . . .	5,8 A
Heizspannung . . . . .	6,0 Volt
Emission . . . . .	170 mA
Kapazität Gitter-Anode . . . .	2,9 cm
Anodenspannung . . . . .	1000 Volt
Durchgriff . . . . .	10 Proz.
Steilheit . . . . .	2 mA pro Volt.

Wegen der geringen Anoden-Gitterkapazität konnte die Röhre bis zu einer Welle von 1,50 m betrieben werden. Für die Untersuchung war bei dieser Welle allerdings die Leistung nicht ausreichend, weshalb eine Welle von 2,16 m verwendet wurde, die der halben des großen Generators entspricht. Kalorimetrisch ergab sich eine Leistung von 40 Watt.

#### Wellenmessung

Die Messung der Wellenlänge erfolgte mit einem lose gekoppelten Lechersystem, auf dem der Abstand der Minima durch Verschieben einer kleinen Glühlampe festgestellt wurde. Die Genauigkeit der Messung betrug 1 Proz. Ein mit dem Lechersystem geeichter Schwingungskreis diente zur Kontrolle der Wellenkonstanz.

#### Sekundärsysteme

Die Entnahme der Hochfrequenzspannung direkt vom Röhrenschwingungskreis ist nicht möglich, da jedes zusätzliche Metallstück die Welle vergrößert und die Schwingfähigkeit vermindert. Es wurde daher zunächst ein Lechersystem mit dem Sender gekoppelt, in dessen Spannungsbauch die Entladungsröhre gebracht wurde. Die Einstellung änderte sich aber sehr stark mit der Belastung. Deshalb erwiesen sich schwach gedämpfte Schwingungskreise, die eine stationäre Stromverteilung haben, als praktischer. Sie bestanden aus Drahtkreisen mit Plattenkondensatoren. Durch Veränderung des Plattenabstandes konnten sie auf die gewünschte Welle abgestimmt werden (vgl. auch Fig. 5). Die Daten der Kreise sind folgende:

$$\lambda = 4,32 \begin{cases} L = 220 \text{ cm} \\ C = 20 \text{ cm} \\ \delta = 0,017 \end{cases} \quad \lambda = 2,16 \begin{cases} L = 90 \text{ cm} , \\ C = 13 \text{ cm} , \\ \delta = 0,02 . \end{cases}$$

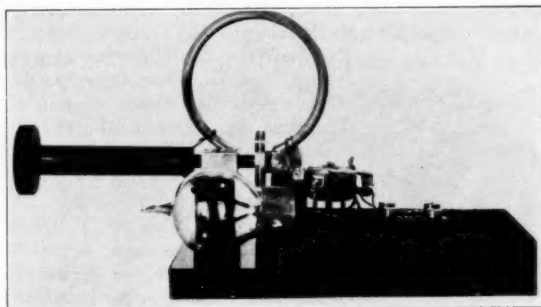
Die Kopplung der Kreise mit dem Sender war so lose, daß eine schädliche Rückwirkung nicht auftrat.

#### Spannungsmessung

Spannungsmeßmethoden für Frequenzen über  $3 \cdot 10^7$  Hertz sind bisher nicht ausgearbeitet worden, weil das Bedürfnis dafür nicht vorhanden war. Kirchner verwendete bei seinen Messungen die Ablenkung eines Kathodenstrahles. Diese Methode ergibt — soweit es sich nicht um sehr kleine Spannungen handelt — sicher genaue Werte. Bei großem Abstand der Ablenkungsplatten und kleinen Spannungen muß aber unter Umständen die Laufzeit der Elektronen berücksichtigt

werden. Es wurde zuerst daran gedacht, diese Methode auch für die hier in Frage kommenden Frequenzen zu benutzen. Da sich aber ein einfacherer Weg zeigte, der für kleine Spannungen wohl auch genauere Werte gibt, wurde davon Abstand genommen.

Die zu messenden Spannungen liegen zwischen 5 und 500 Volt. Es wurde daher vom Verf. eine Kompensationsmethode ausgearbeitet,

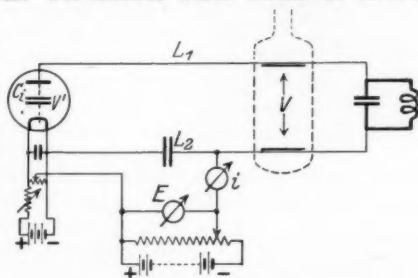


Schwingungskreis mit Meßröhre für 2 m

Fig. 5

die gestattet, Spannungen von 1 Volt an aufwärts mit einer Genauigkeit von etwa 1 Proz. zu messen. Die Methode wurde bereits an anderer Stelle beschrieben<sup>21)</sup>, daher soll sie hier nicht näher behandelt werden.

Die in Fig. 5 abgebildete Anordnung zeigt den Aufbau der zur Messung dienenden Röhre mit dem Schwingungskreis für 2,16 m. Die Entladungsröhren wurden mit möglichst kurzen Leitungen an den Schwingungskreis geschaltet. Bei den verwendeten hohen Frequenzen ergeben sich sonst Fehler durch den über die Zuleitung entstehenden Spannungsabfall. Die Schaltung der Meßanordnung zeigt Fig. 6. Die Selbstinduktion der Zuleitungen  $L_1$  und  $L_2$  verursacht einen Spannungsabfall, so daß die in der Meßröhre liegende Spannung  $V'$  nicht der am Entladungsgefäß liegenden Spannung  $V$  gleich ist. Die Größe des Spannungsabfalles läßt sich be-



Schaltung des Röhrenvoltmeters mit Gefäß und Kreis

Fig. 6

stimmen. Nach dem Ohm'schen Gesetz für Wechselstrom ergibt sich für die in der Meßröhre wirkende Spannung  $V'$ , wenn  $C_i$  die innere Kapazität ist:

$$V' = V(1 - \omega^2 (L_1 + L_2) C_i).$$

Das Produkt  $C_i(L_1 + L_2)$  ist bekannt, wenn man die Welle des aus  $C_i$  und  $(L_1 + L_2)$  gebildeten Schwingungskreises kennt. Diese betrug für die ausgeführte Anordnung 60 cm. Gemessen wurde sie durch Anstoß des Kreises mit einem nach Barkhausen-Kurz erregten Schott-N-Rohr.

Für die Welle von 60 cm berechnet sich das Produkt aus der Thomsonschen Formel zu 80 cm. Setzt man diesen Wert in die obige Gleichung ein, so ist für die kleinste Welle ( $\lambda = 2,16$ ), mit der gearbeitet wurde, der Unterschied der Spannung, der berücksichtigt wurde, 9 Proz.

Spannungen über 500 Volt lassen sich wegen der dazu nötigen hohen Kompensationsspannung und der entstehenden dielektrischen Verluste in der Meßröhre mit der beschriebenen Anordnung nicht gut messen. Daher wurde ein Braunsch'sches Elektrometer geringer Eigenkapazität gebaut. Die anzeigende Nadel hat eine Länge von 6 cm (Fig. 7). Die Nadel ist leitend gelagert, da sie den durch ihre Kapazität verursachten Verschiebungsstrom aushalten muß, der für die höchste Spannung von 2000 Volt etwa 3 Amp. beträgt. Die Kapazität der Nadel wurde mit einer Schwebungsmethode<sup>39)</sup> zu 3 cm gemessen. Für die Durchführung in das Gehäuse wurde ein geschichtetes Dielektrikum von Bernstein-Hartgummi verwendet, um die dielektrischen Verluste klein zu halten. Ein Vergleich des Elektrometers mit dem Röhrenvoltmeter bei Nieder- und Hochfrequenz (500—10<sup>6</sup>) ergab einen Fehler



Elektrometer für 4 m

Fig. 7

von 8 Proz. für kleine Ausschläge (700 Volt). Der Fehler für den Endausschlag von 2000 Volt ist etwa 12 Proz.

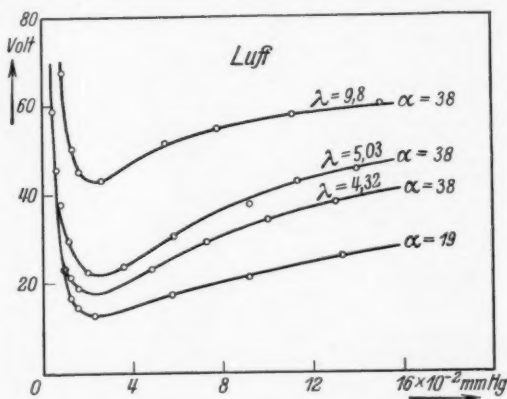
Die Messung so hoher Spannungen war nur bei der elektrodensen Ringentladung nötig, weil aus der Spannung der in den Kreisen fließende Strom aus der Beziehung  $i = E \omega c$  berechnet wurde. Die Kapazität des Schwingungskreises und Elektrometers war bekannt, so daß der Ausschlag des Elektrometers für die Welle, mit der gearbeitet wurde, gleich in Ampère geeicht werden konnte. Die dynamische und statische Kapazität ist für die in Frage kommenden Frequenzen noch gleich.<sup>39)</sup>



## Ergebnisse

## Druckspannungskurven

Um zunächst den Anschluß an die Messungen von F. Kirchner<sup>6)</sup> zu gewinnen, wurde die Brennspannung der Luft in Abhängigkeit vom Druck bei  $\lambda = 9,8$  m gemessen. Die kleinste Spannung, bei der sich eine Entladung aufrecht erhalten ließ, stimmte mit dem aus den Kirchnerschen Messungen zu entnehmenden Wert gut überein und betrug 43 Volt. Es wurde weiter in Übereinstimmung mit Kirchner gefunden,



Brennspannung der Luft

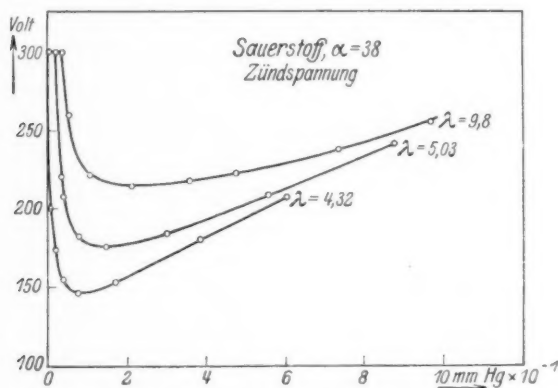
Fig. 8

daß der Elektrodenabstand die Entladung insofern beeinflusst, als die Minima der Kurven bei größerem Abstand nach kleineren Drucken wandern und schärfer werden.

Betrachtet man in Fig. 8 die Kurven, welche den Verlauf der Brennspannung von Luft in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Wellen zeigen, so erkennt man, daß die Brennspannung mit kleiner werdender Welle sinkt. Der Abstand  $\alpha$  der Elektroden ist 38 mm, nur bei der kürzesten Welle ist noch eine Kurve für  $\alpha = 19$  mm angeführt. Der kleine Abstand hat eine geringere Brennspannung zur Folge, die durch den erhöhten Spannungsgradienten verursacht wird. Es wurde nun versucht, die gleichen Untersuchungen an der Zündspan-

nung durchzuführen, was aber an der Unreproduzierbarkeit der Zündung scheiterte, die wahrscheinlich ihren Grund darin hat, daß Luft ein Gemisch ist und für die einzelnen Gase dieses Gemisches die Zündspannungen verschieden sind. Daher wurde zu einem reinen Gase und zwar

Sauerstoff übergegangen, der sich am leichtesten erzeugen läßt. Für die Entladung in diesem Gase bestand besonderes Interesse, da R. W. Wood<sup>9)</sup> auf neue Erscheinungen aufmerksam gemacht hat, die in Sauerstoff bei niedrigem Druck ent-



Druck und Zündspannung von Sauerstoff

Fig. 9

stehen. Er fand, daß sich in Sauerstoff unter gewissen Umständen eiförmige Inseln — von ihm Plasmoids genannt — ausbilden. Diese Erscheinung ist an bestimmte Druckbereiche gebunden und wird vor allem durch hohen Spannungsgradienten begünstigt. Die hierzu nötigen Drucke und Spannungen gehen aus den weiteren Messungen hervor.

Die Zündspannung für Sauerstoff ist in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Wellenlängen in Fig. 9 dargestellt. Es ist bemerkenswert, wie gut bei diesem Gas die Reproduzierbarkeit der Zündspannung ist. Die Werte streuten nur um 5 Proz. Im allgemeinen sind die Zündspannungen nicht gut reproduzierbar, da sie sehr von der Vorgeschichte des Gases abhängen. Auch bei der Zündspannung wandert das Minimum

wie bei der Brennspannung mit kleinerwerdender Welle zu niederem Drucke. In der Tabelle sind die Werte der Zünd- und Brennspannungen für eine Welle von 4,30 m zusammengestellt.

Tabelle

Zusammenstellung einer Meßreihe in Sauerstoff für eine Welle von 4,32 m

Brennspannung	Zündspannung	Druck (mm Hg)	
—	500	11,1	
280	408	3,5	
170	340	2,4	Lichtschwache Entladung
110	255	1,3	
73	205	0,48	
58	177	0,35	
43	165	0,28	
40	160	0,21	
31	150	0,14	
26	145	0,11	
22	148	0,065	
18	155	0,028	
17,5	162	0,021	Es bildet sich ein grünes Ei
16	170	0,016	
16	172	0,010	Die Entladung ist grün
22	175	0,0045	
65	185	0,0017	
150	200	0,0006	Fluoreszenz des Glases
150	260	0,0004	
300	300	0,00016	
400	400	0,00003	Blaues Leuchten des Glases
500	500	0,00001	

Besondere Erscheinungen treten durchweg nur bei niedrigem Druck auf. Aus den Werten kann man entnehmen, daß der Druck für die minimale Zündspannung nicht mit dem der minimalen Brennspannung zusammenfällt. Für die Zündspannung liegt der Druck meist höher, z. T. fällt er aber mit dem für die Brennspannung zusammen. Bei Drucken über 0,5 mm ist die Entladung im Sauerstoff fast lichtlos [P. Neubert<sup>23)</sup>]. Bei fallendem Druck wird sie dann lichtstärker und ist rosaweiß. Diese Entladungsfarbe bleibt erhalten bis zu etwa 0,01 mm. Dann setzt ein grünes Leuchten ein, das bei 0,001 mm zu reinstem Blattgrün wird, aber nur beobachtet werden kann, wenn der Sauerstoff sehr rein ist. Geringe Verunreinigungen von Stickstoff oder Wasserstoff bringen die Entladung zum Flackern und verändern das saftige Grün in ein fahles. Die Entladung bietet

in diesem Druckbereich ein mannigfaltig buntes Bild verschieden gefärbter Abschnürungen, die durch Anlegen der Hand oder durch einen in die Nähe gebrachten Magneten beliebig verschoben oder verändert werden können. Unter 0,001 mm beginnt das Glas stark zu fluoreszieren, allerdings nur bei Spannungen über 200 Volt. Das scheint darauf hinzuweisen, daß Elektronen sehr hoher Geschwindigkeit vorhanden sind, die kurzwelliges Licht anregen. Die Fluoreszenz verschwindet erst bei Drucken unter 0,00001 mm und macht dann einem bläulichen Leuchten des sich stark erwärmenden Glases Platz, bei dem keine Entladung mehr sichtbar ist. Die hierfür nötige Mindestspannung beträgt 500 Volt ( $\lambda = 4,32$  m). Dieses Leuchten konnte bei 2000 Volt selbst durch langes Ausheizen nicht zum Verschwinden gebracht werden, obwohl bereits Klebevakuum erreicht war. Selbst Quarz, das unter Erhitzen auf  $800^{\circ}\text{C}$  eine Stunde lang entgast wurde, zeigte das bläuliche Leuchten.

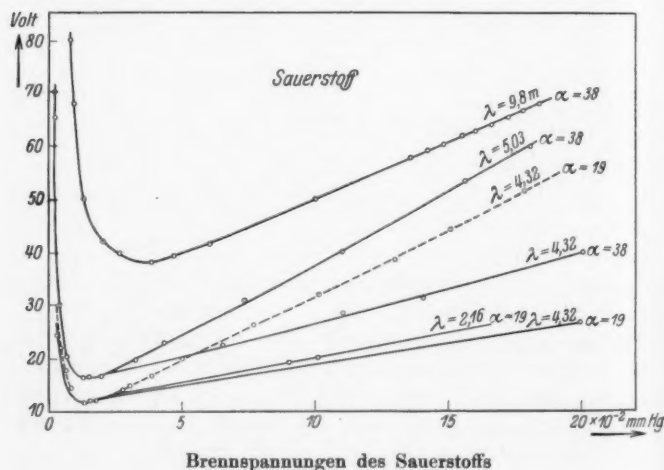


Fig. 10

Die Abhängigkeit der Brennspannung für Sauerstoff von Druck und Wellenlänge ist aus Fig. 10 zu ersehen. Aus den Kurven für 9,8 und 4,32 m erkennt man die Verschiebung des Minimums nach niederen Drucken ( $\alpha = 38$  mm). Für  $\alpha = 19$  mm

wird das Minimum flacher und fällt mit dem für 2,16 m zusammen. Weil bei Innenelektroden die Feldverteilung besser definiert ist wie bei Außenelektroden, wurden sie im folgenden stets verwendet, nachdem ein Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Entladung nicht beobachtet werden konnte. Die punktierte Kurve zeigt den Verlauf für Außenelektroden, der bei gleichen Bedingungen wesentlich steiler ist wie bei Innenelektroden, während der Absolutwert des Minimums erhalten bleibt.

Im Stickstoff zeigen die Kurven einen ähnlichen Verlauf und sind daher wie bei den folgenden Gasen nur für die

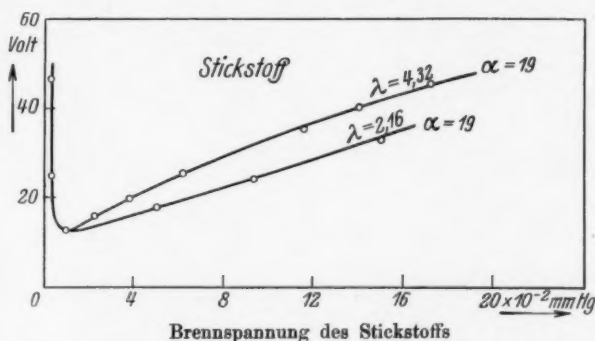


Fig. 11

beiden kürzesten Wellen gezeichnet. Das Minimum liegt, wie aus Fig. 11 hervorgeht, für 4,32 und 2,16 m bei gleichem Druck und Spannung. Die Entladung ist im Stickstoff bis zu 1 mm rosa und von hier bis zu den niedrigsten Drucken blau. Das Minimum der Brennspannung wurde bei  $12,5 \pm 0,6$  Volt erreicht. Der Verlauf der Zündspannung ist dem von Sauerstoff gleich, wie überhaupt bei allen Gasen nach dieser Richtung kein wesentlicher Unterschied besteht. Mit hohen Stromdichten angeregter Stickstoff zeigt stark ein grünliches Nachleuchten, das bis zu 10 Sek. anhält. Man kann es auch in Luft erhalten, wenn man die Entladung im strömenden Gase brennen läßt.

Wasserstoff zeigte die Eigentümlichkeit, daß bei Drucken über 0,5 mm stets eine Schichtung der Entladung eintrat, die

auch bei sauberstem Gase nicht zum Verschwinden gebracht werden konnte.<sup>23/34</sup>) Andere Gase zeigten Schichtung nur, solange Verunreinigungen vorhanden waren. War Wasserstoff einige Zeit angeregt, so zerfielen die Aluminiumelektroden zum Teil und es bildete sich Tonerde. Nach Entfernung der fein pulverisierten Tonerde blieben die Elektroden konstant.

Während das Minimum der Brennspannung bei allen anderen Gasen schon bei einer Welle von 4,32 m erreicht ist, so fällt sie im Wasserstoff bei 2,16 m noch weiter, so daß

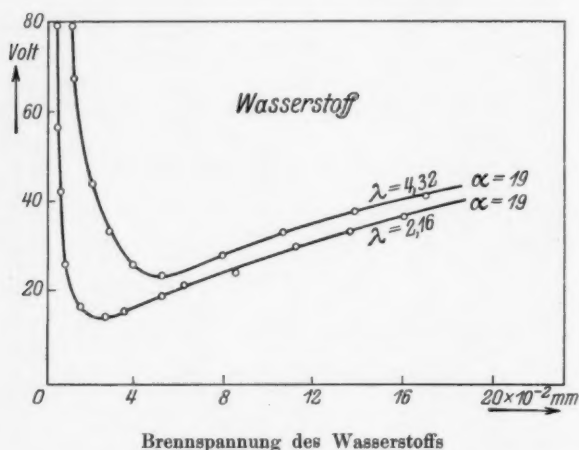


Fig. 12

die Möglichkeit besteht, daß bei noch weiterer Verkleinerung der Welle die Brennspannung noch weiter sinkt. Der Verlauf der Brennspannung (Fig. 12) ist wie bei den bisherigen Gasen. Die minimale Brennspannung beträgt für  $\lambda = 2,16$  m,  $15,5 \pm 0,9$  Volt. Die bisher gefundenen kleinsten Brennspannungen liegen durchweg über der ersten Anregungsstufe der betreffenden Gase. Bei den Edelgasen liegen sie darunter. Die Kurve (Fig. 13) zeigt das Verhalten von

*Helium*. In Helium ließ sich bei  $16,0 \pm 0,8$  Volt noch eine Entladung aufrecht halten. Gegenüber den bisherigen Kurven fällt auf, daß das Minimum flach verläuft.

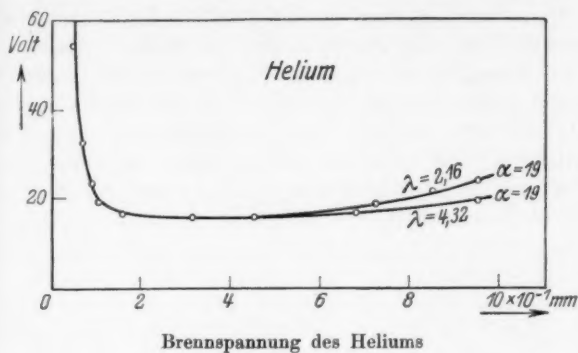


Fig. 13

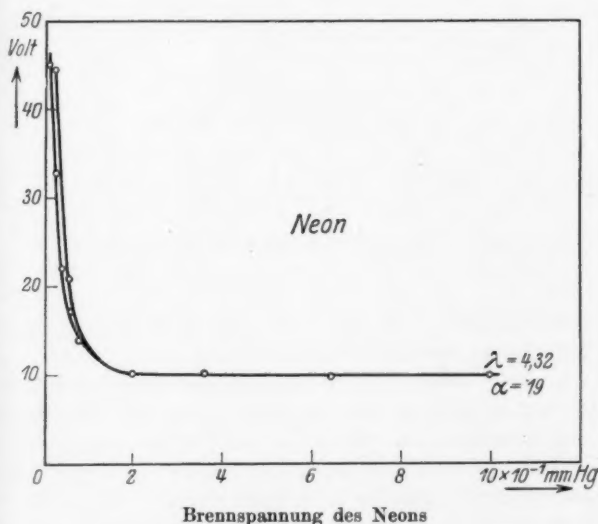


Fig. 14

In *Neon* (Fig. 14) ist dies noch ausgesprochener. Die Brennspannung ändert sich zwischen 2 und 0,2 mm nicht. Die Farbe der Entladung ist in allen Druckbereichen gleich, was auch bei Helium der Fall war. Das Minimum ist schon

bei verhältnismäßig hohem Druck erreicht. Erst unter 0,08 mm beginnt die Spannung sehr plötzlich zu steigen.<sup>33)</sup> Die geringe Druckabhängigkeit der Edelgase ist durch die große Zahl elastischer Stöße bedingt.

*Argon* (Fig. 15) zeigt ein kleines Fallen der Brennspannung bei 2,16 m. Das Minimum liegt gegenüber Helium und Neon wieder bei niedrigem Druck. Die Farbe des Argons ist im untersuchten Druckbereich blau, neigt aber bei geringen

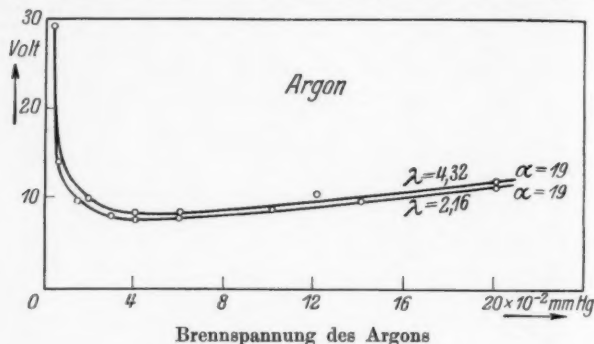


Fig. 15

Verunreinigungen zur Schichtung, und zwar besonders bei hohen Stromstärken. Die kleinste Spannung im Argon beträgt  $8,5 \pm 0,5$  Volt. Zündspannung: 80 Volt = 0,08 mm.

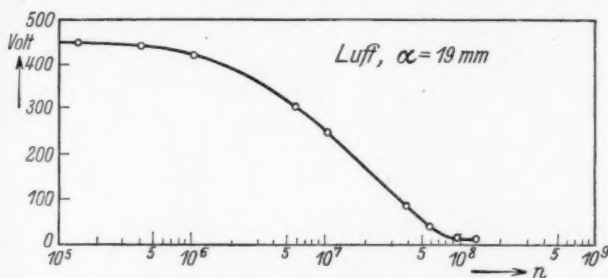
*Quecksilberdampf* brannte mit einer minimalen Spannung von 5,0 Volt bei einem Druck von  $8 \cdot 10^{-3}$  mm.<sup>39)</sup>

Die Gase wurden durch ein Handspektroskop mit geradsichtigem Prisma betrachtet, um jederzeit den Grad der Sauberkeit prüfen zu können. Bis herab zu Drucken von 0,001 mm waren die den Gasen zukommenden Spektren vorhanden. Dann tauchten nicht zugehörige Linien auf und es überlagerte sich ein wahrscheinlich von der Glasfluoreszenz herrührendes kontinuierliches Spektrum. Bis zu  $10^{-5}$  mm war im Handspektrograph eine Lichtstärke, die noch Einzelheiten erkennen ließ. Die bei gutem Vakuum und hoher Spannung stets auftretende, zuerst rötliche und zuletzt bläuliche Fluoreszenz konnte eben noch durch das Spektroskop beobachtet werden. Man sah ein Bandenspektrum.



## Die Frequenzabhängigkeit

Faßt man die bisher erschienenen Arbeiten über die Frequenzabhängigkeit der Brenn- und Zündspannung einer selbständigen Entladung bei Wechselspannung zusammen, so kommt man zu der Auffassung, daß eine wesentliche Frequenzabhängigkeit der Brennschwingung erst oberhalb  $10^6$  Hertz vorhanden ist. Da in den Arbeiten fast immer mit verschiedenen Elektrodenabständen, Röhrendurchmessern usw. gearbeitet worden ist, ist laut der an und für sich zahlreichen Resultate eine einwandfreie Beurteilung der Frequenzabhängigkeit nicht gut möglich. Man könnte zwar die Messungen auf einen Elektrodenabstand und Rohrdurchmesser reduzieren, dazu sind aber



Abhängigkeit der Brennschwingung von der Frequenz

Fig. 16

die Zusammenhänge quantitativ nicht genügend bekannt, so daß man nur qualitative Vergleiche ziehen kann.

Eine Beurteilung ist nur dann möglich, wenn man bei ein und demselben Entladungsgefäß die Brennschwingung in Abhängigkeit von der Frequenz mißt und den Druck so wählt, daß für jede Frequenz die minimale Spannung erreicht wird.

Für Luft wurde die Brennschwingung in einem Bereiche von  $10^5$  bis  $1,5 \cdot 10^8$  Hertz bestimmt. Die Abhängigkeit der Spannung von der Frequenz ist in Fig. 16 dargestellt. Von  $n = 10^6$  Hertz bis  $n = 0$  ändert sich die Spannung nur um 10 Proz.

Die Frequenzabhängigkeit ist bei allen Gasen ähnlich. Verschieden ist der erreichte Endwert, der für jedes Gas charakteristisch ist und in gewissem Zusammenhang mit der

Ionisierungsspannung stehen muß. Bis auf den Wasserstoff scheint, wie das aus den Messungen des vorhergehenden Abschnittes hervorgeht, der Endwert bei  $0,7 \cdot 10^8$  Hertz erreicht zu sein. Bei ihm ist ein weiteres Fallen der Spannung zu beobachten und es kann noch nicht entschieden werden, bei welcher Frequenz der Endwert erreicht sein wird. Auch Argon (Fig. 15) zeigt eine kleinere Verringerung der Spannung bei einer Erhöhung der Frequenz über  $0,7 \cdot 10^8$  Hertz, doch liegt die Änderung in der Größe der Meßgenauigkeit. Für die Zündspannung gilt etwa dasselbe wie für die Brennschpannung, nur ist der Endwert wesentlich höher, d. h. auch die Zündspannung beginnt bei etwa  $10^6$  Hertz stark zu fallen. Mit wachsender Frequenz gehen Zünd- und Brennschpannung immer weiter auseinander.

Für Argon liegt die Zündspannung fast 10 mal so hoch wie die Brennschpannung; für Hg sogar 28 mal so hoch. Das gilt natürlich nur für gleichen Elektrodenabstand.

Tabelle der minimalen Zünd- und Brennschpannungen.  
Elektrodenabstand 19 mm, Rohrdurchmesser 24 mm.

	Zündsp. = 4,32	Brennschp. = 4,32	Brennschp. = 2,16	Ion.	An- regung	Druck (mm Hg)
Luft .	85	14	14	—	—	0,02
O . .	112	12,0	12,0	14,2	6,11	0,015
N . .	144	12,5	12,5	14,5	7,9	0,015
H . .	95	25,0	15,5	16,4	10,15	0,04 (0,02)
He . .	95	16	16	24,5	19,75	0,35
Ne . .	82	10,5	11	21,5	16,6	0,5
A . .	80	8,5	8,1	15,4	11,5	0,05
Hg . .	140	5,0	5,0	10,4	4,9	0,01

Eine Zusammenstellung aller gemessenen Zünd- und Brennschpannungen zeigt die Verhältnisse bei den verschiedenen Gasen. Die zu den Gasen gehörigen Ionisations und Anregungsschpannungen sind mit angeführt. Vergleicht man die für Quecksilber gemessenen Minimalschpannungen mit der zur Anregung nötigen, so fällt eine Ähnlichkeit auf, die in gewissen Grenzen auch bei den anderen Gasen hervortritt.

Ein Kathodenfall ist bei den kleinen Schpannungen ausgeschlossen und es muß daher für die selbständige Entladung

im Wechselfeld eine besondere Erklärung gesucht werden, deren Gültigkeit mit etwa  $n = 10^6$  Hertz beginnen muß.

Die Zündspannung beschleunigt die im Gase vorhandenen Elektronen so weit, daß bei den Zusammenstößen durch Ionisation neue Elektronen frei werden. Die Elektronen, die keine ausreichende Geschwindigkeit haben und für die ja in allen Gasen die Stöße elastisch sind, werden eine Raumladung hervorrufen, bis sie die zu unelastischen Stößen notwendige Geschwindigkeit erlangt haben und an der Anregung des Gases teilnehmen. Es wird sich ein Gleichgewicht einstellen, das durch die Raumladung und durch die in Licht und Wärme umgesetzte Energie bedingt ist. Demnach wäre es verständlich, daß eine Entladung, die gerade ausgesetzt hat, mit bedeutend geringerer Spannung wieder gezündet werden kann wie eine solche, die schon längere Zeit zurückliegt. Es dauert eine gewisse Zeit, bis die freien Elektronen im Gase neutralisiert worden sind. Die Existenz der überschüssigen Elektronen scheint durch die am Ende dieses Abschnittes beschriebenen Versuche bewiesen zu sein.

Eine Erniedrigung der Spannung nach der Zündung hat zur Folge, daß der Weg, den die Elektronen in der Zeiteinheit zurücklegen, kleiner wird und schließlich ein Teil zu pendeln beginnt. Ist die Pendelweglänge kleiner als der Elektrodenabstand, so werden die Elektronen nicht mehr aus der Entladung gezogen, daher muß die Art dieser Entladung von der bei Gleichstrom und niederen Frequenzen verschieden sein. Die Betrachtung einiger Fälle soll dies weiter erklären (vgl. auch A. v. Hippel<sup>24</sup>).

In Fig. 17 seien  $O$  und  $A$  die Elektroden und die positive  $x$ -Achse gehe über  $A$  hinaus. Der Abstand der Elektroden sei  $\alpha$ .

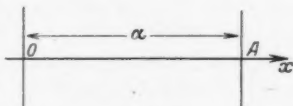


Fig. 17

Die auf ein Elektron im homogenen Wechselfeld wirkende Kraft ist ohne Berücksichtigung der durch die Elektronen selbst verursachten Raumladung und der Zusammenstöße gegeben durch

$$(1) \quad m \ddot{x} = e E_0 \sin \omega t.$$

Hierbei bedeuten  $m$  = die Masse,  $e$  = die Ladung des Elektrons,  $E_0$  = die Amplitude des Wechselfeldes.

Es ist wesentlich, in welcher Phase des Wechselfeldes sich das Elektron befindet. (1) geht daher über in

$$(2) \quad m \ddot{x} = e E_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Einmalige Integration ergibt

$$(3) \quad \dot{x} = -\frac{e E_0}{\omega m} \cos(\omega t + \varphi) + \left(\dot{x}_0 + \frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi\right).$$

Aus der nochmaligen Integration erhält man für den Weg

$$(4) \quad \begin{cases} x = -\frac{e E_0}{\omega^2 m} \sin(\omega t + \varphi) \\ \quad + \left(\dot{x}_0 + \frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi\right) t + \left(x_0 + \frac{e E_0}{\omega^2 m} \sin \varphi\right). \end{cases}$$

Die Integrationskonstanten sind für  $t = 0$  bestimmt worden. In der Gleichung stellt das erste Glied eine Pendelung, das zweite eine Translation und das dritte den Ort dar. Die Diskussion von (4) ergibt, daß eine Pendelung am Ort nur sein kann, wenn  $\dot{x}_0 + \frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi = 0$

oder

$$(5) \quad \dot{x}_0 = -\frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi$$

Für den Fall, daß  $\dot{x}_0 > -\frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi$  ist, wandert das Elektron in der einen, und für  $\dot{x}_0 < -\frac{e E_0}{\omega m} \cos \varphi$  in der anderen Richtung in wechselnder Bewegung ab.

Aus (2) erhält man die Maximal- bzw. Minimalgeschwindigkeit, wenn man die Beschleunigung  $\ddot{x} = 0$  setzt. Diese Gleichung wird erfüllt für

$$(6a) \quad \omega t_1 = -\varphi \quad t_1 = -\frac{\varphi}{\omega}.$$

$$(6b) \quad \omega t_2 + \varphi = \pi \quad t_2 = \frac{\pi - \varphi}{\omega}.$$

Durch Einsetzen von (6) in (3) erhalten wir für die Maximalgeschwindigkeit

$$(7) \quad \dot{x}_m = \dot{x}_0 + \frac{e E_0}{\omega m} (\cos \varphi + 1).$$

Die Maximalgeschwindigkeit ist für die günstigste Phase gegeben zu

$$(8) \quad \dot{x}_m = \dot{x}_0 + \frac{2eE_0}{\omega m}.$$

Um zu sehen, welcher Gleichspannung die erreichte Geschwindigkeit entspricht, muß man folgende elementare Beziehung ansetzen

$$(9) \quad \frac{1}{2} m v^2 = e V (\text{Volt}) 10^9.$$

Setzt man die Geschwindigkeit aus (8) für  $x_0 = 0$  und (9) gleich, so läßt sich die durchlaufene Spannung  $V$  ausrechnen

Es ist  $\sqrt{\frac{2e}{m} V} = v = \dot{x}_m = \frac{2eE_0}{\omega m}$

$$(10) \quad V = \frac{2e}{m} \left( \frac{E_0}{\omega} \right)^2 = \frac{2e}{m} \left( \frac{\mathfrak{B}_0}{\alpha} \right)^2 \cdot \frac{1}{\omega^2}.$$

Wir erhalten eine Beziehung, die zeigt, wie mit wachsender Frequenz die äquivalente Gleichspannung kleiner wird. Es bedeuten  $\mathfrak{B}_0$  die gemessene Wechselfspannung,  $\alpha$  = der Elektrodenabstand.

Entnimmt man aus der Tabelle für Helium, Elektrodenabstand  $\alpha = 19$  mm, so erhält man für eine Welle von 3 m eine vom Elektron durchlaufene Spannung von  $\sim 0,55$  Volt.

Man sieht, daß die durchlaufene Spannung sehr gering ist und eine direkte Anregung des Gases durch einfach beschleunigte Elektronen nicht in Frage kommen kann. Rechnet man die entsprechenden Werte für die Zündspannung aus, so liegen diese allerdings über der Anregungsspannung.

Die Zündung kann also durch einfach beschleunigte Elektronen erfolgen. Die erreichte Geschwindigkeit ist sogar so groß, daß der zurückgelegte Weg den Elektrodenabstand überschreitet. Es treffen Elektronen hoher Geschwindigkeit auf die Elektroden, so daß man annehmen könnte, daß neue Elektronen losgeschlagen werden. Dies scheint aber nicht einzutreten, denn ein Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Entladung konnte nicht beobachtet werden, abgesehen von einer starken Kathodenzerstäubung, die bei anderen Metallen als Aluminium eintrat. Die Ionen werden entsprechend ihrer sehr viel größeren Masse nur kleine Geschwindigkeiten erreichen, können aber unter Um-

ständen durch die Raumladung beschleunigt werden. Die Zündspannung für Außenelektroden liegt höher wie die für Innenelektroden. Die Elektronen müssen daher mit großer Geschwindigkeit gegen die Glaswände prallen. Eine Feldstärke von 50 Volt pro Zentimeter reicht für alle Gase zur Ionisation aus, wenn man die Elektronengeschwindigkeiten auf eine Welle von 3 m bezieht. Das steht in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Wie aber kommt es, daß die Gase mit so geringen Spannungen weiterbrennen, wenn sie einmal ionisiert sind?

Im vorhergehenden wurde schon darauf hingewiesen, daß Brenn- und Zündspannung mit wachsender Frequenz auseinanderzurücken. Das zeigt die Verschiedenheit der Vorgänge. Die Zündung erfolgt scheinbar normal durch vom Wechselfeld beschleunigte Elektronen. Erst nach der Zündung setzt ein Vorgang ein, der erlaubt, die Ladung mit so geringen Spannungen zu unterhalten. Das könnte die Pendelung sein, weil pendelnde Elektronen nicht durch die Elektroden aus dem Felde gezogen werden.

Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit müssen nach endlicher Zeit zu den Elektroden gelangen und kommen für die weitere Entladung nur in Frage, wenn sie aus den Elektroden neue Elektronen frei machen und wenn sie hierzu ausreichende Geschwindigkeit haben.

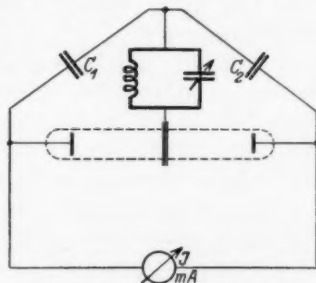
Da Elektronen, die Stöße erleiden, ihre Anfangsgeschwindigkeit verlieren, müssen sie, nachdem sie durch die Zündspannung hohe Geschwindigkeit erlangt haben, aber nach endlicher Zeit ihre Anfangsgeschwindigkeit verlieren, oder man muß annehmen, daß sie durch stufenweise Beschleunigung ausreichende Geschwindigkeit bekommen und ein Gleichgewichtszustand entsteht. Das ist aber nur möglich, wenn Stöße stattfinden, die das Elektron zeitlich gegen das Wechselfeld so verschieben, daß ein und dasselbe durch geeignete Phase mehrmals im richtigen Sinne beschleunigt wird. Natürlich darf dann bei den Stößen kein Geschwindigkeitsverlust eintreten. Da bei kleinen Geschwindigkeiten ja in allen Gasen die Stöße elastisch sind, ist es nicht ausgeschlossen, daß die Elektronen so lange beschleunigt werden, bis sie die zu unelastischen Stößen ausreichende Geschwindigkeit haben. Im Gase müßten also

Elektronen von der kleinsten bis zu der höchsten der Anregung des Gases entsprechenden Geschwindigkeit vorkommen. Eine Berechnung der Wahrscheinlichkeit dieser Zustände kann nur auf statistischem Wege geschehen und würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausführen.

Die Existenz von Elektronen höherer Geschwindigkeit ist dadurch bewiesen, daß man im Handspektroskop bei Spannungen unter der Anregungsspannung die normalen Linien der Gase sieht. I. Brasefield<sup>36)</sup> hat spektroskopisch gezeigt, daß mit wachsender Spannung die Elektronengeschwindigkeit steigt.

Die aus den letzten Seiten sich ergebenden Konsequenzen führen zu der Annahme, daß das Vorhandensein von Elektronen, deren Geschwindigkeit zur Ionisation ausreicht, nur durch Stöße bedingt sein kann. Allerdings könnte man denken, daß die Raumladung irgendwie Elektronen beschleunigt und diese nur durch die Hochfrequenz aufrechterhalten wird. Das Vorhandensein überschüssiger Elektronen und Raumladungen geht aus folgenden Versuchen hervor. Legt man außen um ein Entladungsröhre mit Innenelektroden einen Draht ring und legt man zwischen diesen Draht ring und die Elektroden eine Hochfrequenzspannung, so fließt, wenn die Elektroden über ein Instrument verbunden werden, ein Gleichstrom, sobald Unsymmetrie herrscht. Die Anordnung des Versuchs geht aus Fig. 18 hervor. Der die Hochfrequenz liefernde Kreis ist stark ausgezeichnet. Die Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  dienen zur Sperrung des Gleichstromes.

Die Anordnung war zur Messung der Leitfähigkeit eines mit Hochfrequenz angeregten Gases gedacht. Es konnte aber nicht die nötige Symmetrie hergestellt werden, so daß man in Abhängigkeit von der Phase verschiedene Werte erhielt. Qualitativ ergab sich, daß der für die minimale Brenn-



Schaltung zum Nachweis  
der Raumladung

Fig. 18



spannung nötige Druck mit dem größter Leitfähigkeit für die betreffende Frequenz zusammenfällt, was plausibel ist und wohl auch verallgemeinert werden darf.

Führt man während der Hochfrequenzentladung eine Gleichspannung von etwa 60 Volt zu, so entstehen bei ausreichender Hochfrequenz stoßweise Gleichstromentladungen, die ein Spritzen und Funkeln der Elektroden zur Folge haben. Bei kleinen Spannungen erlischt die Entladung, sobald die angelegte Gleichspannung in die Größe der Brennspannung kommt. Eine ähnliche Erscheinung hat kürzlich auch F. Kirchner<sup>26)</sup> mitgeteilt. Es werden scheinbar alle freien Elektronen aus der Entladung gezogen, wodurch eine weitere Ionisation unmöglich ist und die Entladung erlischt.

Wie schon bemerkt, fließt ein Gleichstrom, wenn die Elektroden direkt über ein Instrument verbunden werden. Die Richtung desselben ist durch die Verteilung der Hochfrequenz gegeben. Durch künstliche Unsymmetrie kann man starke Ströme erzeugen, die bei einer angelegten Spannung von 500 Volt bis zu 50 mA\*) betragen und zwar in jeder Richtung, je nach der angeschlossenen Elektrode.

Das Entstehen dieses Gleichstromes ist wohl durch den Ausgleich starker Raumladungen zu erklären. Der Teil der Entladung, in dem der höhere Spannungsgradient ist, zeigt die stärkere Raumladung. (Eine quantitative Untersuchung dieses Effektes wird zur Zeit im Technisch-Physikalischen Institut ausgeführt.)

Eine zwischen den Elektroden erzeugte Ringentladung, die durch Einbringen des Versuchsgefäßes in die Spule eines Schwingungskreises hergestellt wurde, zeigte gleiches Verhalten. Es floß ein Gleichstrom, sobald die Entladung unsymmetrisch in bezug auf die Elektroden war.

#### Die elektrodenlose Ringentladung

I. I. Thompson<sup>26)</sup> führt die Entstehung der elektrodenlosen Ringentladung auf pendelnde Elektronen zurück. Die Überlegungen ähneln denen, die im vorhergehenden Abschnitt behandelt wurden. Nur muß man sich das elektrische Wechsel-

---

\*) Vorgeführt auf der Physikertagung in Jena. Vgl. auch <sup>37)</sup>.



feld durch das elektromagnetische ersetzt denken. G. Mierdel<sup>27)</sup> hat die Überlegungen von I. Thompson eingehend diskutiert und erweitert.

Aus den Arbeiten beider geht hervor, daß die Anzahl der pendelnden Elektronen mit wachsender Frequenz zunimmt. Daher war zu erwarten, daß sich die Ringentladung mit den höchsten Frequenzen leicht erzeugen läßt, und das hat sich auch bestätigt.

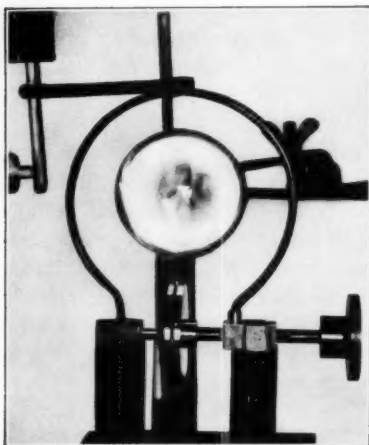
Da aber das magnetische Wechselfeld auf ruhende Elektronen keine Kraft ausübt, wird vom Verfasser angenommen, daß dem Einsetzen der Ringentladung stets eine Beschleunigung der Elektronen durch ein elektrisches Feld vorausgegangen sein muß. Diese Auffassung wird durch den experimentellen Befund gestützt. Oft setzt eine Ringentladung trotz großer Ströme nicht ein, zündet aber sofort, wenn kurzzeitig ein elektrisches Feld von etwa 50 Volt/Zentimeter ( $\lambda = 3$  m) angelegt wird.

In den bisherigen Anordnungen zur Erzeugung von Ringentladungen sind meist Wellen über 150 m zur Verwendung gekommen. Die grundlegenden Arbeiten<sup>28, 29, 32, 27, 31)</sup>, die gezeigt haben, daß wirklich nur das elektromagnetische Wechselfeld die Entladung unterhält, sind mit Löschfunkengeneratoren ausgeführt worden. Erst die fortschreitende Entwicklung der Senderöhren hat es ermöglicht, ungedämpfte Wellen zu benutzen. M. L. Braun<sup>30)</sup> hat kürzlich Untersuchungen an Ringentladungen bis herunter zu 60 m ausgeführt.

Mit kürzer werdender Welle wird die Selbstinduktion, die zur Verfügung steht, sehr klein, so daß man bald genötigt ist, große Ströme aufzuwenden, um eine Entladung zu erzeugen.

Es wurde untersucht, wie weit sich mit kürzer werdender Welle eine Ringentladung unterhalten läßt. Schon Vorversuche die mit 60 m beginnend bis zu 4 m ausgeführt wurden, zeigten, daß sich eine Ringentladung stets erzeugen läßt, wenn man für ausreichende Ströme Sorge trägt. Durch Überlastung der auf Seite 573 beschriebenen Senderöhre wurde auf einer Welle von 2,30 m so viel Energie verfügbar, daß eine Ringentladung im Neon angeregt werden konnte.

Im folgenden werden Entladungen beschrieben, wie sie bei einer Welle von 4,32 m in verschiedenen Gasen hergestellt wurden. Die Spule bestand nur noch aus einer Windung (vgl. Fig. 19). Die Entladungsgefäße waren Kugeln, Ringe und Röhren von großem Querschnitt.



Ringentladung in Quecksilber

Fig. 19

In *Luft* erhält man bei 2 mm Hg eine schöne blaue Entladung bei etwa 15 Amp. Mit fallendem Druck beginnt sie stärker leuchtend weiß zu werden. In strömender Luft entsteht grünliches Nachleuchten, das bis 5 Sek. anhält.

*Quecksilber* springt von allen untersuchten Gasen am leichtesten an. Auch in den höchsten Verdünnungen verleiht es der Entladung sofort die dominierende Farbe. Wird in

einem von anderen Gasen befreiten Gefäße Quecksilber auf 50° erhitzt, daß Entladung einsetzt, so entsteht eine stark weiße Leuchterscheinung von außerordentlicher Helligkeit. Mit einer Kugel von 8 cm Durchmesser wurde in einem Abstand von 1 m eine Beleuchtung von 300 Lux erzeugt. Gemessen wurde sie mit einem gewöhnlichen Beleuchtungsmesser von Osram. Die physikalische Beleuchtungsstärke ist noch höher, da auf die physiologische Helligkeit eingestellt wird. Das Maximum der Leuchtemission liegt für Quecksilber im Blau, während das der Augenempfindlichkeit im Gelb bei 0,55 liegt. Daher hängt ja auch die Lichtausbeute technischer Lichtquellen von der Spektralfarbe ab.<sup>34)</sup>

In *Helium* ist die Ringentladung rosa-weiß und füllt bei 4 mm die Kugel nicht aus, sondern bildet einen Ring, der, an der Gefäßwand beginnend, etwa 1 cm stark ist. Eine Ver-

inderung des Druckes auf 1 mm läßt den Ring verschwinden; dann wird die ganze Kugel gleichmäßig von der Entladung erfüllt. Das Maximum der Helligkeit liegt bei 0,4 mm Hg. Auffallenderweise leuchtet Helium bei 4 mm tief rot, wenn es nach der Zündung mit kleinen Stromstärken (3 Amp.) angeregt wird. Im Handspektroskop sieht man dabei stets dieselben Linien, aber man kann deutlich die Verschiebung der Intensität beobachten. In einem Glasring wurden dieselben Erscheinungen erhalten.

Die effektivste Entladung ist die in Neon. Die Zündung des Neons von 4 mm und einer Kugel von 8 cm erfolgt bei 12 Amp. Es leuchtet stark gelb und füllt die ganze Kugel aus. Es ist nicht ganz leicht, eine saubere Ringentladung im Neon zu erhalten, weil die geringsten Spuren anderer Gase und Quecksilber die Entladung verändern. Ein Quecksilberdruck von weniger als  $10^{-4}$  mm genügt vollauf, das reine Gelb zu verhindern. Wesentlich für die Verteilung der Energie im Spektrum ist die Art der Anregung. Für Gasgemische ist die Anregungsfunktion der Bestandteile von Bedeutung.<sup>34, 35)</sup>

Das Vorhandensein von nur  $10^{-3}$  mm Quecksilber in Neon von 2 mm verursacht ein Zusammenziehen des Neonrings zu einem dünnen Faden. Es kann so erreicht werden, daß in einer bläulichen Quecksilberentladung ein schöner roter Neonring leuchtet. Dieser Ring oszilliert in sich und moduliert den Sender mit Frequenzen von etwa  $10^4$  Hertz.

Der rote Ring ist sehr schön scharf und daher für die Photographie geeignet (Fig. 19). Sie wurde erhalten, indem zuerst mit normalem Tageslicht belichtet und dann erst die Entladung eingeschaltet wurde unter Vorsetzen eines Rotfilters, um die stärker wirkende Quecksilberstrahlung abzuschwächen. Die normale Neonentladung zeigt auch Oszillation, sobald genügend Verunreinigungen vorhanden sind. Es bilden sich dann Abschnürungen, die man sehr gut mit dem Auge beobachten kann. Versucht man allerdings dieses Bild photographisch festzuhalten, so ergibt die Platte kontinuierliche Lichtverteilung (Fig. 20). Das ist ein Zeichen dafür, daß die spektrale Verteilung in der Entladung verschieden ist

und an den für das Auge dunklen Stellen starke blaue Strahlung wirksam ist. Eine Aufnahme mit Rotfilter bestätigt das. Die Fig. 21 zeigt dieselbe Entladung mit Rotfilter aufgenommen.



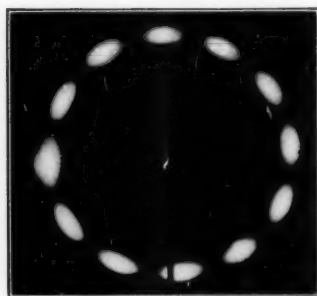
Neonentladung ohne Filter

Fig. 20



Dieselbe Entladung mit Filter

Fig. 21



Ringentladung in Argon  
mit 5 Proz. Stickstoff.  
Wellenlänge 4,32

Fig. 22

In einem zum Ring zusammengebogenen Glasrohre leuchtet das Neon bei 2 mm sehr stark. Der Beleuchtungsmesser zeigte in 1 m Entfernung eine Beleuchtung von 250 Lux.

Argon gibt keine besonderen Helligkeiten. Interessant sind aber die Abschnürungen in einem Ring, die auch in Neon bei hoher Stromdichte entstehen, wenn Verunreinigungen vorhanden sind. Auch in Argon zeigte die Aufnahme mit der gewöhnlichen Platte die Abschnürungen

schlecht. Erst die Verwendung panchromatischer Platten und starker Rotfilter brachte die Abschnürungen deutlich hervor (Fig. 22). Die Unterteilungen gehen immer auf, d. h. die hellen Stellen wie auch die dunkeln sind immer gleich groß.

Stört man diese Verteilung etwa durch einen in die Nähe gebrachten Magneten, so beginnt die Verteilung zu rotieren, und zwar je nach Richtung des Feldes in verschiedener Rich-

tung. Die Rotation scheint durch die zwangsweise Aufteilung bedingt zu sein, wenn sie durch ein Magnetfeld an irgendeiner Stelle gestört wird. Zur Entstehung dieser Abschnürungen läßt sich vorerst nicht viel sagen. Es ist möglich, daß die Abstände derselben durch den Weg der pendelnden Elektronen gegeben ist, was größenordnungsmäßig stimmt. Abschnürungen entstehen in den Gasen nur, solange Verunreinigungen vorhanden sind, und lassen sich bei allen Gasen außer reinem Wasserstoff zum Verschwinden bringen, wenn man für äußerste Reinheit Sorge trägt. Weil in abgeschmolzenen Röhren meist nach einiger Zeit Gas aus den Wänden austritt, sind stets Schichtungen zu bekommen.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß im Sauerstoff bei der Entstehung der grünen Inseln auch Schwingungen einsetzen, die durch wechselnden Energieentzug der Sender modulieren.

#### Zusammenfassung

Das Verhalten verschiedener Gase im elektrischen und magnetischen Wechselfeld hoher Frequenz wird untersucht.

Die Abhängigkeit der minimalen Zünd- und Brennspannungen vom Druck wird gemessen. Bei den unedlen Gasen ist ein scharfes Minimum im Druckverlauf vorhanden, dessen Absolutwert mit abnehmender Welle zu niederen Drucken wandert. Bei den Edelgasen ist der Verlauf wesentlich flacher, was am ausgesprochensten beim Neon zutage tritt, das zwischen 2 und 0,2 mm keine Druckabhängigkeit zeigt.

Die Zünd- und Brennspannung fällt mit wachsender Frequenz. Eine bemerkenswerte Änderung erfolgt aber erst von  $10^6$  Hertz ab. Bei  $0,7 \cdot 10^8$  Hertz wird die Brennspannung wieder konstant und hat für alle untersuchten Gase außer Wasserstoff ihren kleinsten Wert erreicht. In Wasserstoff ist sie bis  $1,3 \cdot 10^8$  Hertz gefallen. Die Frequenzabhängigkeit und die Entstehung ausreichender Elektronengeschwindigkeiten wird durch Elektronenpendelung erklärt. Es wird gezeigt, daß die der Hochfrequenz äquivalente Gleichspannung sehr geringe Werte hat und unter der Anregungsspannung der Gase liegt, so daß man zum Verständnis des Entladevorganges Stöße und stufenweise Beschleunigung der Elektronen annehmen muß. Die durch den gefundenen Gleichrichtereffekt

erwiesene Raumladung scheint für den Entladungsvorgang von hoher Bedeutung zu sein.

Die elektrodlose Ringentladung konnte bis herunter zu 2,30 m erzeugt werden. In Glasringen wurden Abschnürungen gefunden, die durch einen in die Nähe gebrachten Magneten zum Rotieren gebracht werden können.

Die große Helligkeit und die Möglichkeit, bei sehr geringen Drucken eine Entladung zu unterhalten, lassen die Gasentladungen bei sehr hohen Frequenzen für spektrophographische Untersuchungen und optisch elektrische Zwecke geeignet erscheinen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer Hrn. Prof. Dr. Esau für das große Interesse und die Bereitstellung der umfangreichen experimentellen Mittel zur Ausführung der Arbeit zu danken.

Ferner danke ich Hrn. Prof. Dr. Joos und Hrn. Prof. Dr. Hanle für das große Interesse, das sie meiner Arbeit entgegengebracht haben.

Der I. G.-Farbenindustrie, Griesheim, besonders Hrn. Dr. Siedler möchte ich auch an dieser Stelle für die lebenswürdige Bereitstellung der Edelgase danken.

Der Heinrich Hertz-Gesellschaft bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet.

#### Literatur

- 1) E. O. Hulburt, *Phys. Rev.* **S.** 127. 1922.
- 2) Mauz u. Seelinger, *Phys. Ztschr.* **25.** S. 47. 1925.
- 3) C. Gutton, S. K. Mitra u. V. Ylörsalö, *Compt. rend.* **176.** S. 1801. 1923.
- 4) C. Gutton, *Comp. rend.* **178.** S. 467. 1924.
- 5) E. B. W. Gill u. R. H. Donaldson, *Phil. Mag.* 1926.
- 6) F. Kirchner, *Ann. d. Phys.* **77.** S. 287. 1925.
- 7) Charles I. Brasefield, *Phys. Rev.* **37.** S. 82. 1931.
- 8) R. C. Richards, *Phil. Mag.* **2.** S. 508. 1926.
- 9) R. W. Wood u. A. L. Loomis, *Nature* **120.** S. 510. 1927.
- 10) S. P. Callum, *Mature* **121.** S. 353. 1928.
- 11) S. Smith, *Nature* **121.** S. 91. 1928.
- 12) I. u. W. Taylor, *Nature* **121.** S. 177 u. 350. 1928.
- 13) R. W. Wood, *Phil. Mag.* **8.** S. 207. 1929.
- 14) S. P. M. Callum u. W. T. Perry, *Nature* **123.** S. 49. 1929.

- 15) B. C. Mukhergie u. A. K. Chattergie, *Nature* **123**. S. 605. 1929.
- 16) P. N. Gosh u. B. D. Chattergie, *Nature* **124**. S. 654. 1929.
- 17) R. W. Wood, *Phys. Rev.* **35**. Nr. 7. April 1930.
- 18) E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.* **85**. S. 649. 1928.
- 19) H. Wechsung, *Jahrb. d. drahtl. Tel.* **31**. S. 177. 1928.
- 20) A. Dennhardt, *Jahrb. d. drahtl. Tel.* **35**. S. 212. 1930.
- 21) L. Rohde, *Ztschr. f. techn. Phys.* **5**. S. 263. 1931.
- 22) F. Ollendorff, *Grundlagen der Hochfrequenztechnik*, Berlin 1926, bei Jul. Springer, S. 50.
- 23) P. Neubert, *Phys. Ztschr.* **25**. S. 430. 1914.
- 24) A. v. Hippel, *Ann. d. Phys.* **87**. S. 1035. 1928.
- 25) F. Kirchner, *Ann. d. Phys.* [5] **7**. S. 789. 1930.
- 26) I. I. Thomson, *Phil. Mag.* **4**. S. 1128/1160. 1927.
- 27) G. Mierdel, *Ann. d. Phys.* **85**. S. 612/670. 1928.
- 28) R. Wachsmuth, *Ann. d. Phys.* **39**. S. 611. 1912.
- 29) R. Wachsmuth u. B. Winawer, *Ann. d. Phys.* **42**. S. 585. 1913.
- 30) Milton L. Braun, *Phys. Rev.* **36**. S. 1195. Okt. 1930.
- 31) R. Wachsmuth u. W. Schütz, *Ann. d. Phys.* **78**. S. 57. 1925.
- 32) Eine Zusammenstellung der Literatur über die Ringentladung bei G. Mierdel, *Phys. Ztschr.* **25**. S. 240. 1925.
- 33) P. Johnson, *Phil. Mag.* Vol. 10, Nr. 66. S. 921. 1930.
- 34) M. Pirani, *Ztschr. f. techn. Phys.* **11**. S. 482. 1930.
- 35) W. Hanle, *Phys. Ztschr.* **30**. S. 901. 1929.
- 36) Charles I. Brasefield, *Phys. Rev.* **35**. S. 12. 1930.
- 37) L. Rohde, *Phys. Ztschr.* **32**. S. 501. 1931.
- 38) W. Weihe, *Ztschr. f. Hochfrequenztechnik* **32**. S. 185. 1928.
- 39) W. Hill, *Phys. Rev.* **20**. S. 259. 1922.

(Eingegangen 30. September 1931)

**Bemerkung über Reichweite  
und Ionisationsvermögen von  $H'$ - und  $\alpha$ -Strahlen**

**Von E. Rüdhardt**

(Mit 4 Figuren)

Chr. Gerthsen<sup>1)</sup> hat in einer interessanten Arbeit die Reichweite, die Gesamtzahl der erzeugten Ionenpaare, den mittleren Ionisierungsaufwand pro Ionenpaar und das Ionisationsvermögen für Wasserstoffatomkanalstrahlen von 20–60 kV in Luft gemessen. Die Ergebnisse waren kurz folgende: Die Reichweiten sind in diesem Geschwindigkeitsgebiet proportional mit  $v^{3/2}$ . Der mittlere Ionisierungsaufwand pro Ionenpaar bestimmt sich unabhängig von  $v$  zu 36 Volt, ist also nahezu ebenso groß wie bei den  $\alpha$ -Strahlen (32,4 Volt) und Kathodenstrahlen (32,2 Volt). Das Ionisationsvermögen, d. h. die Zahl der pro Zentimeter Weg bei Atmosphärendruck erzeugten Ionenpaare, nimmt in dem untersuchten Geschwindigkeitsgebiet mit zunehmender Geschwindigkeit zu, ein Ergebnis, das früher schon H. Baerwald<sup>2)</sup> gefunden hatte.

Das Ionisationsvermögen als Funktion der Geschwindigkeit oder der Reichweite wird für  $\alpha$ -Strahlen bekanntlich durch die sogenannte Braggsche Kurve gegeben. Bei schnellen  $\alpha$ -Strahlen nimmt das Ionisationsvermögen mit abnehmender Geschwindigkeit zu, doch besitzt die Kurve gegen Ende der Reichweite ein Maximum. Für Kathodenstrahlen besteht eine ähnliche Abhängigkeit, wobei das Maximum ungefähr bei der gleichen Lineargeschwindigkeit liegt wie bei den  $\alpha$ -Strahlen. Im Gebiet der Kanalstrahlgeschwindigkeiten zeigt das Ionisationsvermögen das gleiche Verhalten wie jenseits des Maximums am Ende der Reichweite bei den  $\alpha$ -Strahlen, d. h.

1) Chr. Gerthsen, *Ann. d. Phys.* [5] **5**. S. 657. 1930.

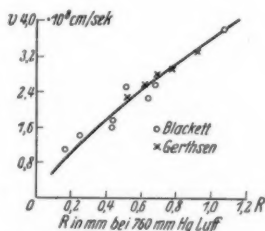
2) H. Baerwald, *Ann. d. Phys.* **41**. S. 643. 1913.



eine Abnahme des Ionisierungsvermögens mit abnehmender Geschwindigkeit. In dem Reichweitengesetz  $R = v^n$  ist der Exponent für rasche Kathodenstrahlen etwa 4, für rasche  $\alpha$ -Strahlen 3. Gerthsen macht nun darauf aufmerksam, daß  $n = 2$  sein sollte, wenn das Ionisierungsvermögen unabhängig von der Geschwindigkeit wäre; denn der Ionisierungsaufwand pro Ionenpaar hängt nicht von  $v$  ab, so daß die Reichweite dann einfach der Energie proportional sein müßte. Nimmt nun das Ionisierungsvermögen mit zunehmender Geschwindigkeit ab, wie bei schnellen  $\alpha$ - und Kathodenstrahlen, so sind die Energieverluste am Ende der Bahn größer als am Anfang und  $n$  muß dann größer als 2 sein; nimmt dagegen das Ionisierungsvermögen mit zunehmender Geschwindigkeit zu, wie bei den Kanalstrahlen, so sind die Energieverluste am Anfang der Bahn größer als am Ende und der Exponent im Reichweitengesetz muß dann kleiner als 2 sein. Auf diese Weise scheinen Reichweitengesetz und Gestalt der Braggschen Kurve miteinander verknüpft zu sein.

Es sei nun gestattet, im folgenden darauf aufmerksam zu machen, daß die Ergebnisse und Schlußfolgerungen von Gerthsen mit ganz anderen Messungen in guter Übereinstimmung stehen, da dies anscheinend bisher nicht beachtet worden ist.

1. Blackett<sup>1)</sup> hat die Abhängigkeit der Reichweite von der Geschwindigkeit durch direkte Ausmessung von Wilsonspuren im Gebiete kleiner Geschwindigkeiten sowohl für  $\alpha$ -Strahlen als auch für Wasserstoffatome, die bei einem Kernzusammenstoß mit einem  $\alpha$ -Teilchen ihre Geschwindigkeit erhielten, untersucht. Seine Messungen haben lediglich die Gültigkeit der Erhaltungssätze von Impuls und Energie zur Voraussetzung. Blacketts Ergebnisse für H-Atome sind in Fig. 1



Abhängigkeit der Reichweite von der Geschwindigkeit für H-Strahlen in Luft

Fig. 1

1) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. (A) 103. S. 62. 1923.

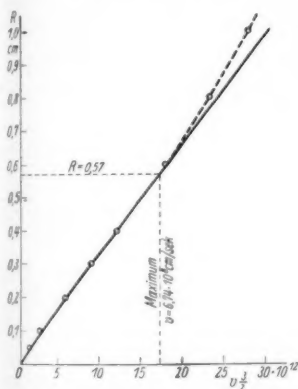
dargestellt. Ordinate ist Geschwindigkeit, Abszisse Reichweite in Millimeter in Luft von Atmosphärendruck. Die Beobachtungspunkte streuen ziemlich stark, aber die als Kreuze eingetragenen Meßpunkte von Gerthsen, die nach einem Verfahren gewonnen wurden, das dem von Geiger<sup>1)</sup> für Reichweitenmessungen mit schwach aktiven Präparaten angegebenen entspricht, liegen mit großer Genauigkeit auf der von Blackett durch seine Beobachtungspunkte hindurchgelegten Kurve. Diese Übereinstimmung der Ergebnisse zweier so gänzlich verschiedener Methoden ist um so erfreulicher, als sie zeigt, daß die Befürchtung Gerthsens, seine Reichweiten bedürften möglicherweise noch einer Korrektur durch einen Umwegfaktor, hiernach unbegründet erscheint.

Gerthsen hat a. a. O. gezeigt, daß seine Messungen gut durch das Reichweitengesetz  $R = cv^{1/2}$  dargestellt werden. Dasselbe Resultat findet Blackett für die Reichweite langsamer  $\alpha$ -Strahlen. Blackett<sup>2)</sup> hat neuerdings genauere Zahlen darüber mitgeteilt (Tab. 1, a. a. O.). Diese Zahlen habe ich in der Fig. 2 als Funktion von  $v^{1/2}$  aufgetragen. Man bemerkt, daß eine Abweichung von der Geraden im Sinne eines wachsenden  $n$  gerade etwa bei der Reichweite bzw. Geschwindigkeit beginnt, welche dem Maximum der Braggschen Kurve ( $R = 0,57$ ,  $v = 6,74 \cdot 10^8$ ) entspricht. Der Exponent geht hier von 1,5 über 2 zu 3 bei großen Geschwindigkeiten, anscheinend ganz in Übereinstimmung mit Gerthsens Erwartungen. Dieser Schluß ist indessen nicht ganz bündig, worauf mich Hr. Gerthsen brieflich aufmerksam gemacht hat, wofür ich ihm bestens danke. Die Braggsche Kurve wird meist durch Ionisationsmessungen eines Bündels von  $\alpha$ -Strahlen gewonnen. Im Bereich der größeren Geschwindigkeiten der  $\alpha$ -Strahlen darf man zwar aus der so gewonnenen Ionisationskurve die für das Einzelteilchen einfach durch Division der Ionisation durch die Gesamtteilchenzahl gewinnen, am Ende der Bahn (etwa in den letzten Millimetern) ist dies nicht mehr erlaubt, weil hier die Änderung des Ionisationsvermögens so groß wird, daß die Teilchenzahl nicht mehr konstant bleibt (Reichweitenschwan-

1) H. Geiger u. J. M. Nuttal, *Phil. Mag.* **22**. S. 613. 1911.

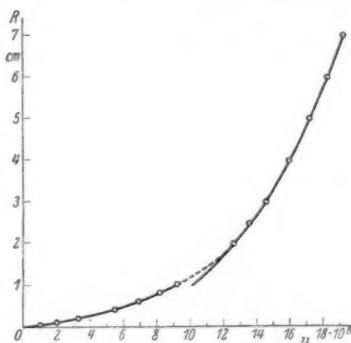
2) P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc. (A)* **130**. S. 380. 1931.

kungen). J. Curie<sup>1)</sup> kommt zu dem Ergebnis, daß das Maximum der Ionisation für das Einzelteilchen nicht bei 0,57 sondern bei 0,44 cm Restreichweite liegen sollte. N. Feather und R. K. Nimmo<sup>2)</sup> photometrieren die Photographien von Wilsonbahnen am Ende der Reichweite und setzen die von den einzelnen Teilen der Bahn ausgesandte Lichtmenge der Zahl der Ionen an dieser Stelle proportional. Das Maximum der Ionisierung für das Einzelteilchen liegt nach diesen Beobachtungen bei 0,3 cm Restreichweite. Ob die Lichtausbeute



Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen in Luft  
als Funktion von  $v^{1/2}$   
nach Blackett

Fig. 2



Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen  
als Funktion von  $v$

Fig. 3

ein genügend zuverlässiges Maß für die Zahl der Ionen an einer Stelle ist, scheint allerdings nicht genügend erwiesen, da man nicht einmal sicher ist, daß jedes Ion ein Wassertröpfchen anlagert.<sup>3)</sup> Fig. 2 enthält noch keine Andeutung von einer

1) J. Curie, Journ. d. Phys. 3. S. 299. 1925.

2) N. Feather u. R. K. Nimmo, Proc. Cambr. Phil. Soc. 24. S. 139. 1928.

3) Vgl. E. A. W. Schmidt u. G. Stetter, Wien. Akad. Ber. Abt. IIa. 139. S. 124. 1930.

Abweichung von der Geraden zwischen 0,3 und 0,5 cm Reichweite. Ob man umgekehrt, gestützt auf die Überlegungen von Gerthsen, aus dem Anblick der Figur schließen darf, daß die Reichweiteschwankungen in der Gegend des Maximums noch keine so entscheidende Rolle spielen, wie man glaubte annehmen zu müssen, möchte ich nicht entscheiden. Die gesamte Abhängigkeit der Reichweite von der Geschwindigkeit ist in Fig. 3 dargestellt. Wo der untere, den Messungen Blacketts entsprechende Kurvenzweig in den oberen dem  $v^3$ -Gesetz entsprechenden einmündet (punktierter Kurventeil), ist allerdings wohl nicht sicher zu sagen. In der Literatur findet man häufig<sup>1)</sup> für die Umrechnung von Reichweite in Geschwindigkeit allgemein das  $v^3$ -Gesetz angewandt; dies ist nach obigem nicht statthaft.

2. Während die Braggsche Kurve für  $\alpha$ -Strahlen in Luft vor allem nach Messungen von Henderson für große Geschwindigkeiten bis etwa zum Maximum gut bekannt ist, sind die Angaben über das Ionisierungsvermögen der  $\alpha$ -Strahlen in den letzten Millimetern der Bahn noch unsicher. Die Werte von Henderson sind wahrscheinlich erheblich zu klein.<sup>2)</sup> Ein Vergleich der Reichweiten der  $\alpha$ -Strahlen und H-Strahlen im Gebiet des  $v^{1/2}$ -Gesetzes zeigt, daß die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen etwa 2,2 mal so groß ist wie die der H-Strahlen gleicher Lineargeschwindigkeit. Andererseits ist der Ionisierungsaufwand pro Ionenpaar für beide Teilchen als gleich anzunehmen und die kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchens ist 4 mal so groß wie die des H-Teilchens gleicher Geschwindigkeit. Hieraus folgt, daß das Ionisierungsvermögen eines  $\alpha$ -Teilchens in diesem Geschwindigkeitsbereich  $\frac{4}{2,2} = 1,82$  mal so groß sein muß wie das eines H-Teilchens von gleicher Lineargeschwindigkeit. Nun ist aber nach den Messungen von Gerthsen das Ionisierungsvermögen von H-Strahlen in Luft für drei Geschwindigkeiten bekannt. Folgende Tabelle gibt seine Resultate:

---

1) Vgl. z. B. Handbuch der Physik, 1. Aufl. Bd. XXIV. S. 168. Tab. 10.

2) Handbuch der Physik, 1. Aufl. Bd. XXIV. S. 168.

Tabelle 1

kV	$v$	$R$ in cm	Ionenpaare bei 760 mm Hg-Luft in cm
19,1	$1,92 \cdot 10^8$	0,042	$1,45 \cdot 10^4$
25,9	$2,23 \cdot 10^8$	0,05	$1,76 \cdot 10^4$
35,4	$2,62 \cdot 10^8$	0,064	$2 \cdot 10^4$

Die erste Kolonne enthält die effektive Spannung in kV, die zweite die Lineargeschwindigkeit, die dritte die zugehörige Reichweite, die letzte das Ionisierungsvermögen. Aus den Zahlen der letzten Kolonne berechnet sich das Ionisierungsvermögen für  $\alpha$ -Strahlen der gleichen Lineargeschwindigkeit durch Multiplikation mit 1,82. Tab. 2 enthält das Ergebnis.

Tabelle 2

$v$	$R$ in cm	Ionenpaare bei 760 mm Hg-Luft in cm
$1,92 \cdot 10^8$	0,093	$2,64 \cdot 10^4$
$2,23 \cdot 10^8$	0,114	$3,2 \cdot 10^4$
$2,62 \cdot 10^8$	0,144	$3,65 \cdot 10^4$

Die Werte sind in der Tat wesentlich größer als die von Henderson. Das Ionisierungsvermögen als Funktion der Reichweite, wie es sich nach dieser Rechnung, nach Henderson und nach Messungen von Schmidt und Stetter<sup>1)</sup> mit dem Röhrenelektrometer ergibt, sind in Fig. 4 gegeben. Schmidt und Stetter finden ein noch größeres Ionisierungsvermögen als wir, doch sind die Messungen nach Angabe der Verf. nicht sehr sicher. Eine zuverlässige Ermittlung des richtigen Verlaufes der Bragg'schen Kurve in diesem Gebiet wäre

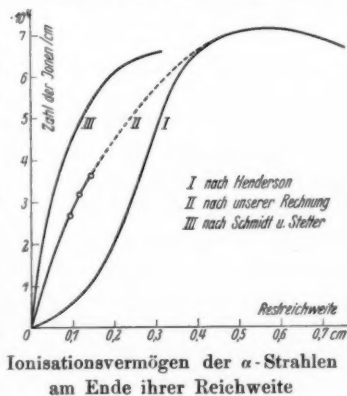


Fig. 4

1) E. A. W. Schmidt u. G. Stetter, Wien. Akad. Ber. Abt. IIa. 139. S. 124. 1930.

wohl am besten mit Helium-Kanalstrahlen nach der Methode von Gerthsen möglich. Schmidt und Stetter geben auch eine vollständige Braggsche Kurve für H-Strahlen in Luft. Soweit sich die Daten aus ihren Figuren entnehmen lassen, ist die Übereinstimmung bei kleinen Geschwindigkeiten mit den sehr sicheren Messungen von Gerthsen schlecht. Das Ionisierungsvermögen nach Schmidt und Stetter ist hier anscheinend viel zu klein. Dieser Punkt bedarf noch einer Aufklärung.

München, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1931.

(Eingegangen 21. Oktober 1931)

# **Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. I**

**Von M. Knoll und E. Ruska**

(Mitteilung aus dem Hochspannungslaboratorium  
der Technischen Hochschule Berlin)<sup>1)</sup>

(Mit 26 Figuren)

Übersicht: I. Struktur von Elektronenstrahlbündeln. — II. Abbildung durch Lochblenden und Elektronenlinsen: 1. Versuchsanordnung; 2. Lochkameraabbildung; 3. Die magnetische Sammellinse; 4. Die elektrische Linse; 5. Zusammengesetzte Systeme; 6. Abbildungsfehler. — III. Anwendung der geometrischen Elektronenoptik bei Elektronenröhren: 1. Strahlengang beim Kathodenstrahloszillographen; 2. Erzeugung großer Elektronenbilder (Elektronenmikroskop); 3. Erzeugung von Elektronenbildern rasch veränderlicher Intensität. — IV. Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik (von E. Ruska): 1. Die optische Wirkung elektrischer Feldschichten auf Elektronen; 2. Optische Fehler elektrischer Feldschichten; 3. Optische Beziehungen für die elektrischen Spiegel, Prismen und Linsen. — V. Elektronenbrennfleck. — VI. Zusammenfassung.

Wenn in den letzten Jahren weitgehende Analogien im Verhalten von Elektronenstrahlen und Lichtstrahlen nachgewiesen worden sind, so handelt es sich im wesentlichen um Gebiete, die der *physikalischen* Optik der Lichtstrahlen entsprechen (Beugung, Reflexion an Kristallgitterflächen, Interferenz u. a.). Das Gebiet der *geometrischen* Elektronenoptik ist dagegen unseres Wissens noch nicht systematisch untersucht worden. Obwohl Erscheinungen, die auf geometrisch-optische Gesetzmäßigkeiten zurückführbar sind, schon verhältnismäßig früh an Crookeschen und Hittorfschen Röhren beobachtet wurden<sup>2)</sup>, liegen unseres Wissens hierüber nur zwei Arbeiten von Busch<sup>3)</sup>

1) Vorstand: Prof. A. Matthias.

2) Kr. Birkeland, Bibl. universelle, Arch. des sciences phys. et nat. IV. Per. 1. S. 497. 1896.

3) H. Busch, Ann. d. Phys. 81. S. 974. 1926; Arch. f. El. 18. S. 583. 1927; vgl. auch F. Wolf, Ann. d. Phys. 83. S. 864. 1927.

vor, die sich auf die Theorie der magnetischen Sammelspule beziehen. In der folgenden Arbeit soll über die Erzeugung definierbarer Elektronenbilder mit bekannten und neuen Abbildungssystemen und über Anwendungen der geometrischen Elektronenoptik berichtet werden.

### I. Struktur von Elektronenstrahlbündeln

Blendet man aus einem Strahl schneller Elektronen, der in üblicher Weise durch eine Ionenröhre mit kalter Kathode oder durch eine Glühkathodenröhre erzeugt wird, ein feines Bündel aus und beobachtet dessen Querschnitt bei relativ niedrigem Druck ( $\sim 10^{-3}$  mm Hg, Luft) in verschiedener Entfernung von der Blende, so beobachtet man eine stetige Zunahme dieses Querschnitts. So beträgt z. B. für eine Gasentladungsröhre mit einer Blende von 0,5 mm Durchmesser und der relativ großen Elektronenstromdichte in der Blende von  $10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$  bei einer Strahlspannung von 50 kV der auf einem Leuchtschirm in 1 m Entfernung von der Blende beobachtete Strahldurchmesser etwa 0,5 cm, die relative Vergrößerung des Strahldurchmessers also etwa 10. Eine derartige Querschnittsvergrößerung kann offenbar bedingt sein durch drei verschiedene Ursachen:

1. Durch Abstoßungskräfte zwischen den einzelnen Elektronen des Strahls,

2. durch Richtungsänderung der Elektronen an noch vorhandenen Gasmolekeln (Diffusion) oder

3. durch geneigtes Austreten geradliniger Einzelstrahlen des Bündels aus der Blende, wobei je nach Größe und Abstand der Strahlenquelle sich Einzelstrahlen unter verschiedenen starken Winkeln kreuzen können (geometrisch-optische Strahlstruktur). Hierbei kann wegen der unbekannten Verteilung des elektrischen Feldes in der Entladungsröhre über die Größe der Strahlenquelle zunächst nichts ausgesagt werden.

Die Abstoßungskräfte zwischen den einzelnen Elektronen des Strahls resultieren bekanntlich aus der Differenz der elektrostatischen Abstoßungskräfte zwischen den gleichnamigen Ladungen der Elektronen und den elektromagnetischen Anziehungskräften zwischen den gleichgerichteten Stromfäden der Elektronenkonvektionsströme. Da erst bei Lichtgeschwindig-



keit der Strahlelektronen die Anziehungskräfte gleich den Abstoßungskräften werden, überwiegen stets die elektrostatischen Abstoßungskräfte, so daß durch diese in allen Fällen eine Strahlverbreiterung eintritt.

Untersucht man die Größe dieser Strahlverbreiterung quantitativ für parallel aus der Blende austretende Einzelstrahlen, bei denen sich die Abstoßungskräfte am stärksten bemerkbar machen müssen, so ergeben sich die durch die Kurvenscharen der Fig. 1 dargestellten Zusammenhänge. Die Kurven wurden berechnet auf Grund der von E. E. Watson<sup>1)</sup> abgeleiteten Beziehung:

$$(1) \quad x = \sqrt{\frac{m_0 r^2}{4 n e^2}} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/4} \frac{v^{3/2}}{c} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}.$$

Dabei bedeutet  $x$  die Entfernung eines Strahlquerschnittes von der Blende,  $e$  die Ladung und  $m_0$  die Ruhemasse eines Elektrons,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $v$  die Elektronengeschwindigkeit,  $E$  die Beschleunigungsspannung der Elektronen,  $j$  die Stromdichte über der Blende,  $n$  die Zahl der in der Sekunde durch die Blende tretenden Elektronen und endlich  $r$  den Blendenradius und  $R$  das Verhältnis von Strahldurchmesser zu Blendenradius an der Stelle  $x$ .

Durch Einführung von

$$(2) \quad j = \frac{en}{r^2 \pi}$$

und

$$(3) \quad v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{e}{m_0 c^2} E\right)^2}}$$

erhält man aus (1)

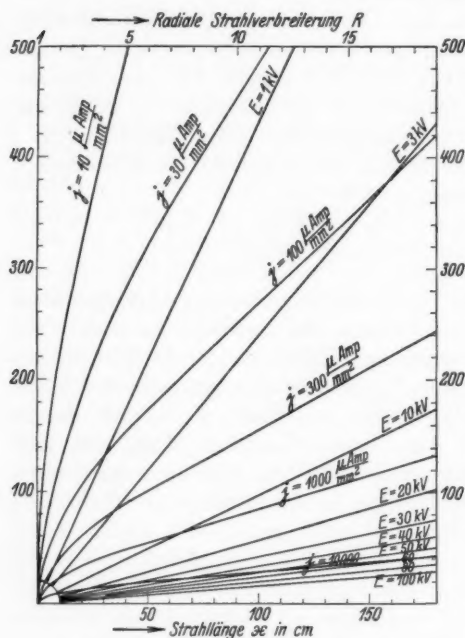
$$(4) \quad x = \sqrt{\frac{m_0 c}{4 \pi e}} \left[ \frac{2}{c^2} \frac{e}{m_0} E + \left( \frac{1}{c^2} \frac{e}{m_0} E \right)^2 \right]^{3/4} j^{-1/2} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}.$$

Um aus der Kurventafel (Fig. 1) die auf den Blenden-durchmesser bezogene Vergrößerung  $R$  des Strahldurchmessers infolge der Abstoßungskräfte in beliebiger Entfernung  $x$  von der Blende zu ermitteln, geht man von der auf der Abszissen-

1) E. E. Watson, Phil. Mag. (S. 7) **3**, S. 849. 1927.

2) P. Lenard u. A. Becker, Handb. d. Exp.-Phys. **14**, S. 403. 1927.

achse aufgetragenen Länge  $x$  des Strahls aus und sucht den Schnittpunkt der zugehörigen Ordinate mit der zur Beschleunigungsspannung  $E$  gehörigen Geraden auf. Die durch



Kurventafel zur Bestimmung  
der radialen Strahlverbreiterung  
eines Parallelstrahls von Elektronen

Fig. 1

einer Stromdichte  $j = 10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$  eine Strahlverbreiterung um das 0,1 fache. Die Abstoßungskräfte zwischen den Strahlelektronen können also in diesem Fall die beobachtete Strahlverbreiterung auf etwa das 10 fache nicht verursacht haben.

Eine beobachtbare Vergrößerung des Strahldurchmessers aus der zweiten Ursache (Diffusion) kann nur dann eintreten, wenn ein größerer Bruchteil der Elektronen eine Richtungsänderung durch Zusammenstöße mit den Gasmolekeln erleidet.

diesen Schnittpunkt gelegte Parallele zur Abszissenachse ergibt einen zweiten Schnittpunkt mit der Kurve der gemessenen Stromdichte  $j$ . Die Abszisse dieses zweiten Schnittpunktes gibt die auf den Blendendurchmesser bezogene Vergrößerung  $R$  des Strahldurchmessers in der Entfernung  $x$  von der Blende an.

Für das erwähnte Beispiel ergibt sich aus der Kurventafel bei einer Strahlänge  $x = 100 \text{ cm}$ , einer Elektronengeschwindigkeit  $E = 50 \text{ kV}$  und

Da die freie Weglänge in dem eingangs gegebenen Beobachtungsbeispiel (Luft,  $p = 10^{-3}$  mm Hg) schon für die thermische Geschwindigkeit der Elektronen ( $\sim 0,4$  Volt) in der Größenordnung der Gefäßdimensionen liegt und der elektronenabsorbierende Querschnitt für die zugrundegelegte hohe Elektronengeschwindigkeit (50 kV)  $10^{-5}$  mal kleiner ist als der gaskinetische, so kann auch diese zweite Ursache für die beobachteten weitgehenden Vergrößerungen der Strahldurchmesser nicht in Betracht kommen. Da nun keinerlei Ursachen mehr vorhanden sind, die die Bahnen der Elektronen krümmen könnten, bleibt zur Erklärung der beobachteten Querschnittszunahme des Elektronenstrahlbündels nur die Annahme einer geometrisch-optischen Strahlstruktur übrig.

Die experimentelle Bestätigung dafür, daß bei Elektronenstrahlbündeln, die in einer Ionenröhre mit kalter Kathode erzeugt werden<sup>1)</sup>, diese Struktur ungestört durch Abstoßung und Streuung wirklich vorhanden ist, lieferten Versuche, über die schon an anderer Stelle berichtet wurde.<sup>2)</sup> Bei diesen Versuchen wurde die von Busch<sup>3)</sup> theoretisch abgeleitete Eigenschaft einer zum Kathodenstrahlbündel coaxialen kurzen Magnetspule, auf den Strahl wie eine Sammellinse auf Lichtstrahlen zu wirken, also Bilder der Strahlenquelle liefern zu können, quantitativ untersucht, wobei das durch die Theorie geforderte Gesetz über den Abbildungsmaßstab (Bildabmessung: Gegenstandsabmessung wie Bildweite  $b$  : Gegenstandsweite  $a$ ) mit großer Annäherung bestätigt gefunden wurde. Da diese optische Theorie der magnetischen Sammelspule eine geometrisch-optische Struktur des abbildenden Kathodenstrahlbündels voraussetzt, konnte nach ihrer quantitativ experimentellen Bestätigung diese Strahlstruktur angenommen werden. Damit war grundsätzlich die Möglichkeit gegeben, bei geeigneter Wahl der

1) Über Druck und Spannung der Versuchsröhre vgl. Abschn. II, 1; später durchgeführte Versuche haben gezeigt, daß auch für Elektronenstrahlbündel, die mit Glühkathode erzeugt werden, im allgemeinen die gleiche Strahlstruktur vorausgesetzt werden kann.

2) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. techn. Phys. 12. S. 389. 1931.

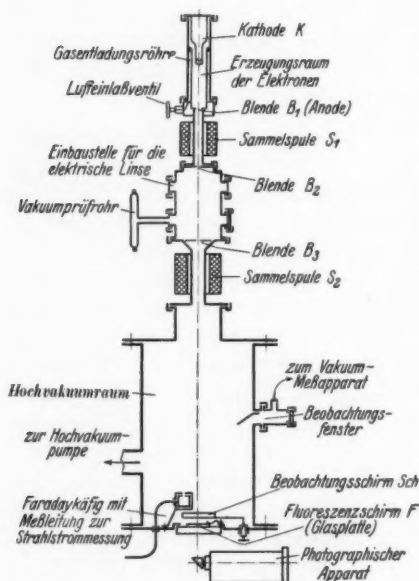
3) H. Busch, Ann. d. Phys. 81. S. 974. 1926; Arch. f. El. 18. S. 583. 1927.

Versuchsbedingungen eine Reihe von Versuchen der geometrischen Optik mit Elektronenstrahlen durchzuführen. Die Ergebnisse dieser Versuche werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

## II. Abbildung durch Lochblenden und Elektronenlinsen

### 1. Versuchsanordnung<sup>1)</sup>

Fig. 2 zeigt einen schematischen Schnitt durch die Versuchsanordnung. Die Elektronen wurden erzeugt und beschleunigt in einer



Schnitt durch die Versuchsanordnung

Fig. 2

1) Die Versuchsanordnung entsprach im wesentlichen der in einer früheren Arbeit (E. Ruska u. M. Knoll, *Ztschr. f. techn. Phys.* **12**, S. 389. 1931), zur Kontrolle des Abbildungsmaßstabs von Sammelspulen benutzten und dort näher beschriebenen Apparatur.

2) M. Knoll, H. Knoblauch u. B. v. Borries, *Elektrot. Ztschr.* **51**, S. 966. 1930.

3) W. Wien, *Ann. d. Phys.* **76**, S. 117. 1925.

Gasentladungsröhre mit kalter Kathode, einer verbesserten Ausführungsform der früher<sup>2)</sup> beschriebenen Metallentladungsröhre. Der Druck in der Gasentladungsröhre wurde nach dem Wienschen Strömungsverfahren<sup>3)</sup> dadurch konstant gehalten, daß durch das regelbare Einlaßventil *V* ständig eine kleine Luftmenge eingelassen und über eine Gasdrossel parallel zur Anodenblende *B*<sub>1</sub> durch die Hochvakuumpumpe wieder abgesaugt wurde. Auf diese

Weise war es möglich, den Druck nahezu auf der ganzen Länge des Strahlbündels um etwa eine Größenordnung niedriger ( $10^{-3}$  mm Hg) zu halten als im Erzeugungsraum der Elektronen.

$K$  ist die Kathode (Lichtquelle),  $B_1, B_2, B_3$  sind Blenden oder Netze, die sich sämtlich auf Anodenpotential befinden; der Abstand Anode-Kathodenoberfläche (Emissionsfläche) betrug etwa 10 cm.  $B_1$  ist die eigentliche Anode.  $S_1$  und  $S_2$  sind kardänisch aufgehängte Sammelspulen (magnetische Sammellinsen). Der Wicklungsquerschnitt betrug bei  $S_1$   $2 \text{ cm} \cdot 6,6 \text{ cm}$ , bei  $S_2$   $3 \text{ cm} \cdot 7,6 \text{ cm}$ , der mittlere Spulendurchmesser bei  $S_1$  4,4 cm, bei  $S_2$  7,0 cm.  $Sch$  ist ein zur Einstellung dienender beweglicher Zinksulfidschirm. Die Gesamtlänge der Apparatur von der Kathode bis zum Schirm betrug 111 cm. Die Bilder entstanden auf einer fluoreszierenden Glasplatte  $F$  und wurden in natürlicher Größe von außen durch einen photographischen Apparat (Aplanat 1:6,8;  $f = 10,5 \text{ cm}$ ) aufgenommen. Von Innenaufnahmen wurde zunächst abgesehen, da keine entsprechende Apparatur zur Verfügung stand.

Glasoberflächen an Stelle der üblichen Leuchtsubstanzen wurden zur Fluoreszenzerregung deswegen benützt, weil bei dieser Aufnahmemethode der Kontrastreichtum größer ist und nicht wie bei den gebräuchlichen Phosphoren durch die beträchtliche Korngröße Bildfeinheiten verloren gehen. Zur photographischen Fixierung der Bilder waren einige Schwierigkeiten zu überwinden. Zunächst war die Helligkeit der Glasfluoreszenzbilder wegen der kleinen Stromdichte gering, besonders bei größeren Bildern. Außerdem machten sich Leuchtsubstanzteilchen, die von dem Zinnsulfidschirm  $Sch$  auf das Fluoreszenzglas gefallen waren, durch ihr intensives Aufleuchten in den Bildern störend bemerkbar. Endlich waren die Bilder auf dem Glasschirm wegen der Aufladung der Glasoberfläche durch die Elektronen unruhig und verzerrt. Alle diese Übelstände konnten vermieden werden, indem die Glasplatten durch Kathodenzerstäubung mit einem sehr dünnen ( $\sim 100 \text{ m}\mu$ ) Metallüberzug versehen und mittels einer Blattfeder geerdet bzw. mit der Anode verbunden wurden. Durch Reflexion an der dem Glas zugekehrten Metallfläche wurde nun auch der früher verloren gegangene Teil des Fluoreszenz-

lichtes nach außen geworfen und so die Belichtungszeit für die Aufnahmen herabgesetzt. Zur Verwendung gelangte zunächst Uranglas, doch wurde bald festgestellt, daß auch gewöhnliche Glasplatten (z. B. von der Schicht befreite photographische Platten) genügend stark fluoreszieren. Für die Verspiegelung wurden Gold-, Silber- und Kupferschichten verwendet, ohne daß ein wesentlicher Unterschied in der photographischen Wirksamkeit der Fluoreszenzbilder bemerkt wurde. Mit Ausnahme der Figg. 15 und 16 wurden sämtliche Aufnahmen bei einer Beschleunigungsspannung der Elektronen von 50 kV gemacht. Bei diesen letzteren betrug die Spannung 30 kV. Die Spannung wurde durch Transformator, Glühventil und einen Kondensator von  $0,01 \mu\text{F}$  in Halbwelengleichrichtung erzeugt. Die Strahlströme waren von der Größenordnung  $10\text{--}100 \mu\text{A}$  bei einem Gesamtstrom der Entladungsröhre von  $0,2\text{--}4 \text{ mA}$ . Die Belichtungszeiten betrugen zwischen einer Sekunde und mehreren Minuten. Zur Aufnahme wurden Herzog-Ortho-Isoduxplatten verwendet.

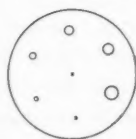
## 2. Lochkameraabbildung

Die einfachste Möglichkeit einer optischen Abbildung bietet die Lochkameramethode. Wenn die angenommene Strahlstruktur vorhanden war, mußte es gelingen, die Elektronenquelle auf der Kathode als Strahlenquelle mittels einer Lochblende auf dem Leuchtschirm abzubilden. Für das Zustandekommen einer hinreichend scharfen Lochblendenabbildung müssen die Abmessungen der Lochblende klein sein gegenüber den Abmessungen des abzubildenden Gegenstandes, hier also der Elektronenquelle. Unterhalb dieser Grenze müssen dann die Bildabmessungen unabhängig von den Abmessungen der Lochblende sein.

Für den Versuch diente als Strahlenquelle die Emissionsfläche auf der ebenen Kathodenoberfläche der Gasentladungsröhre und als Lochblende eine zwischen dieser und dem Beobachtungsraum in der Ebene  $B_1$  angebrachte durchbohrte Metallscheibe von  $0,4 \text{ mm}$  Dicke. Da die Verteilung der Emissionsdichte auf der Kathodenoberfläche unbekannt war, bestand zunächst keine Gewißheit darüber, ob der auf dem

Schirm entstehende Leuchtfleck ein Bild der Emissionsverteilung auf der Kathode sein würde. Um dies festzustellen, wurden innerhalb des Emissionsgebietes auf der Kathodenoberfläche Marken in Form von Nadelstichen angebracht. Aus früheren Arbeiten mit dem Kathodenstrahloszillographen war nämlich bekannt, daß Vertiefungen auf der Kathodenoberfläche entsprechende Unstetigkeiten in der Emission und damit auch im Leuchtfleck zur Folge haben. Falls also diese Marken in ihrer richtigen gegenseitigen Lage (seitenverkehrt zu ihrer Anordnung auf der Kathode) im Leuchtfleck auf dem Schirm erschienen, war der Beweis für das Vorhandensein einer Lochkameraabbildung der Emissionsfläche auf der Kathode geliefert. Die Größe der Emissionsfläche auf der Kathode war durch die Betriebsbedingungen der Gasentladungsröhre gegeben und konnte schwer über 2 mm gesteigert werden. Daher wurde der Durchmesser der Lochblenden um etwa eine Größenordnung kleiner, praktisch kleiner als 0,3 mm gewählt, um noch eine einigermaßen befriedigende Schärfe der entstehenden Lochkamerabilder zu erhalten. Zur Feststellung der Abhängigkeit der Leuchtfleckabmessungen von den Abmessungen der Blendendurchmesser wurde eine Blende benutzt, die sieben runde Blendenlöcher mit Durchmessern von 0,3—0,03 mm aufwies, so daß also sieben verschiedene Lochkamerabilder gleichzeitig beobachtet und photographiert werden konnten.

Fig. 3 zeigt schematisch die Anordnung der Löcher auf der Blende, Fig. 4 das erhaltene Leuchtschirmbild. Man sieht, daß trotz der Unterschiede in den Lochdurchmessern von



Lochblende  
mit kreisförmiger Anordnung  
verschieden großer Löcher

Fig. 3



Lochkamerabilder der Kathode  
durch die Mehrlochblende Fig. 3

$$\left(\frac{b}{a'} = 12\right)$$

Fig. 4



etwa einer Größenordnung die Leuchtflecke in erster Annäherung gleich groß sind. Man sieht ferner in den Leuchtflecken die auf der Kathodenoberfläche angebrachten Marken (1 und 2). Weitere typische Eigenschaften von Lochkamerabildern, nämlich die mit größer werdendem Lochdurchmesser zunehmende Helligkeit und abnehmende Schärfe, sind ebenfalls zu beobachten. Wir haben also wirklich Lochkamerabilder der emittierenden Kathodenoberfläche vor uns. Das noch vorhandene geringe Anwachsen der Bildgröße mit dem Lochdurchmesser erklärt sich durch die geringere Bildschärfe bei größeren Blenden-durchmessern.

In diesen und den folgenden Abschnitten sind bei den Abbildungen von Strahlquerschnitten, die im feldfreien Raum liegen, die Vergrößerungen angegeben, wie sie aus Gegenstandsweite  $a$  und Bildweite  $b$  folgen. Bei Abbildungen solcher Querschnitte, die im felderfüllten Raum liegen (Kathode), ist ein durchweg geradliniger Verlauf der Strahlen zwischen Gegenstand und abbildendem System nicht zu erwarten. In diesem Fall wird also eine Differenz zwischen der optischen Gegenstandsweite  $a$  und der tatsächlichen Gegenstandsentsfernung  $a'$  auftreten; es hat also hier keinen Sinn, die Vergrößerungen aus den geometrischen Abständen zu bestimmen und anzugeben.

Die außer den Marken in Fig. 4 sichtbaren Kreisinge deuten auf eine starke Inhomogenität der Elektronenemission



Typische Lochkamerabilder  
der Kathode  
nach verschieden langer Betriebszeit

Fig. 5

innerhalb der emittierenden Kathodenoberfläche hin. Sie treten in einigen der folgenden Figuren (Figg. 6 und 8) noch deutlicher hervor. Der Durchmesser dieser kreisringförmigen Gebilde wächst mit zunehmender Brenndauer der Kathode. In Fig. 5 a—d sind die typischen Lochkamerabilder nach verschieden langer Brenndauer der Kathode schematisch dargestellt. Schaltet man eine neue, blank polierte Kathode zum erstenmal ein, so zeigt das Lochkamerabild zunächst eine relativ kleine Kreisfläche mit radial abnehmender Intensität (Fig. 5 a). Nach kurzer Zeit bildet sich dann ein Kreisring kleinen Durchmessers und relativ



großer Ringdicke aus (Fig. 5b), bei dem in ausgesprochenem Gegensatz zum ersten Stadium die Mitte die geringste Intensität aufweist. Bei noch längerem Brennen der Kathode vergrößert der Ring seinen Durchmesser bei gleichzeitiger Verringerung der Ringdicke und es erscheint in der Mitte ein kleiner heller Punkt, der durch eine intensitätsarme Ringzone von dem äußeren hellen Ring getrennt ist (Fig. 5c). Von nun an bleibt das Bild grundsätzlich dasselbe, nur wächst seine Größe langsam weiter an, wobei insbesondere die Helligkeit des Kernpunktes noch weiter zunimmt (Fig. 5d). Die Ursache der zeitlich sich ändernden Emissionsverteilung auf der Kathodenoberfläche ist in der Ausbildung des Zerstäubungskraters zu suchen, der durch den Aufprall der positiven Ionen auf der anfangs ebenen Kathodenoberfläche allmählich entsteht.

Daß die beobachteten Kreisringe nicht etwa durch Reflexion der Elektronen des Strahlbündels an den Rändern der einzelnen Blendenlöcher entstanden sein können, geht schon aus der beschriebenen zeitlichen Veränderung der Lochkamerabilder hervor. Um diese Möglichkeit mit Sicherheit auszuschließen, wurde ein Lochkamerabild durch eine Rechteckblende bei  $B_1$  von  $0,22 \cdot 0,07$  mm entworfen (Fig. 6). In dieser Figur ist die Kreisringscheibe trotz der rechteckigen Begrenzung der Blendenöffnung erhalten geblieben. Auch die Fig. 6 zeigt wieder alle wesentlichen Merkmale eines Lochkamerabildes, insbesondere verschiedene Abbildungsschärfen in den beiden Hauptachsen des Blendenrechtecks.

Aus den Beobachtungen (Fig. 5) war zu entnehmen, daß die Emissionsfläche auf der Kathode unmittelbar nach dem ersten Einschalten sehr klein ist. Wiederholt man mit einer solchen neu eingesetzten Kathode die Aufnahme (Fig. 4), so entsteht ein völlig anderes Leuchtbild (Fig. 7). Hier haben die einzelnen Leuchtflecke nicht mehr dieselben, sondern mit zunehmender Lochgröße wachsende Durchmesser. Die Emissions-

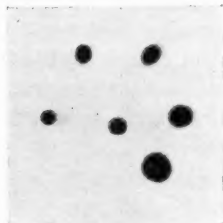


Lochkamerabild  
der Kathode  
durch Rechteckblende  
( $\frac{b}{a} = 12$ )

Fig. 6

fläche war also hier nicht mehr groß gegen die Blendenöffnung; wir haben keine Lochkamerabilder mehr vor uns, sondern die Figuren werden durch annähernd punktförmige Projektion der Blendenlöcher auf den Schirm hervorgerufen. Eine entsprechende Projektionsabbildung lag schon in Fig. 6 vor, bei der der stark emittierende kleine Innenfleck der Kathodenemission ein annähernd rechteckiges Projektionsbild der rechteckigen Blende entwarf.

Um festzustellen, in welchen Raumwinkel die Strahlung sich erstreckt, wurden Lochkamerabilder von der Kathoden-

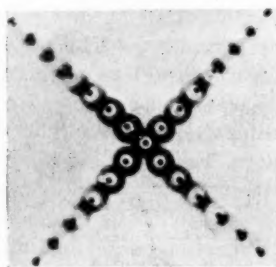


Projektionsbild  
der Mehrlochblende

Fig. 3

$$\left( \frac{b + a'}{a'} = 13 \right)$$

Fig. 7



Lochkamerabilder  
der Kathode  
durch Kreuzlochblende

$$\left( \frac{b}{a'} = 8 \right)$$

Fig. 8

emissionsfläche durch eine Blende in der Ebene  $B_1$  mit kreuzförmiger Anordnung der Löcher bei relativ großem Abstand der äußeren Löcher von der Strahlachse (3,5 mm bei 0,1 mm Lochdurchmesser) erzeugt (Fig. 8). Da in dieser Figur auch noch durch die äußersten Löcher hindurch entworfene Lochkamerabilder sichtbar sind<sup>1)</sup>, ist zu schließen, daß der Durch-

1) Der inmitten des Kreisringbildes der Kathode liegende Punkt rückt mit zunehmendem Achsenabstand der Einzelbilder immer weiter nach außen; auf diese Erscheinung, die mit der elektrischen Feldverteilung unmittelbar vor der Kathode der Entladungsröhre zusammenhängt, soll hier nicht näher eingegangen werden.

messer des intensiven Strahlenbündels an der Stelle der Blende (etwa 10 cm von der Kathode) mindestens 7 mm (nach späteren Beobachtungen sogar 35 mm) betrug. Es war daher zu erwarten, daß sich mit einer solchen Gasentladungsröhre auch größere Gegenstände durch das Kathodenstrahlbündel abbilden lassen würden.

### 3. Die magnetische Sammellinse

#### Abbildungsmaßstab

Wie in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> experimentell bestätigt werden konnte, bildet die Sammelspule einen Querschnitt des Kathodenstrahlbündels annähernd in dem aus Gegenstands- und Bildweite sich ergebenden optischen Abbildungsmaßstab ab. In der genannten Arbeit wurden für die Abbildung bei kleinen Gegenstandsweiten kleinere Abbildungsmaßstäbe gefunden, als sie der Beziehung der geometrischen Optik entsprechen. Es wurde damals ein rundes Blendenloch von 0,3 mm Durchmesser durch die Spule auf einem Fluoreszenzschirm abgebildet, eine Methode, bei der es für kleine Gegenstandsweiten schwierig war, das Blendenbild von dem ebenfalls runden Kathodenbild zu unterscheiden. Um zunächst die Abweichung des Abbildungsmaßstabes bei kleinen Gegenstandsweiten genauer zu prüfen, wurden statt der früher verwendeten Blende mit einem runden Loch in der Mitte bei  $B_1$  größere Blendenöffnungen benützt, deren Form von der der Kathodenemissionsfläche charakteristisch verschieden war (T-Blenden, Mehrlochblenden, Netzblenden). Durch die in Abschn. II, 1 beschriebene, verbesserte Aufnahmemethode war es weiterhin möglich, auf die gewünschten Gegenstandsebenen durch Beobachtung der maximalen Randschärfe der Bilder einzustellen, während früher diese Einstellung durch eine derartige Wahl des Blendenlochdurchmessers erfolgen mußte, daß das Blendenbild mit dem kleinsten auf dem Schirm einstellbaren Fleck zusammenfiel.

Mit dieser Methode der Bildeinstellung wurden Messungen des Abbildungsmaßstabes für relative Spulenstellungen bis zum Wert Bildweite : Gegenstandsweite = 13 gemacht. Es wurde

1) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. techn. Phys. 12. S. 339. 1931.

jetzt festgestellt, daß die Abweichungen der gemessenen von den durch die Theorie geforderten Werten für den Abbildungsmaßstab höchstens 5 Proz. betrugen. Diese restlichen Abweichungen liegen innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Versuchsmethode. Die erreichbare Randschärfe der Bilder geht aus den Figg. 12, 17, 18, 19 und besonders aus Fig. 9 hervor, die das Bild einer runden Blende von 0,3 mm Durchmesser bei  $B_1$  zeigt, das in 13 facher Vergrößerung durch die Sammelspule  $S_1$  erzeugt wurde.

Randscharfes  
Blendebild durch  
magnetische Linse  
(Vergrößer. 13 fach)

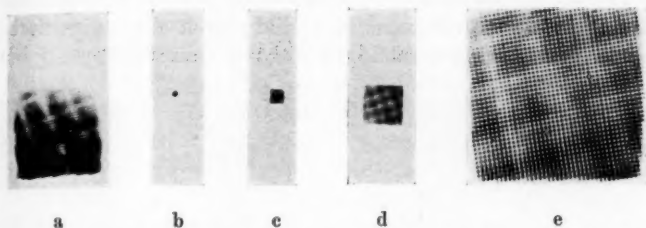
Fig. 9

#### *Abbildung verschiedener Strahlquerschnitte*

Da die magnetische Sammelspule einer Sammellinse mit beliebig einstellbarer Brennweite entspricht, mußte es möglich sein, alle Strahlquerschnitte zwischen Strahlenquelle und Sammelspule bei konstanter Bildweite auf dem Leuchtschirm abzubilden. Von diesen Querschnitten war der Ausgangsquerschnitt auf der Kathodenoberfläche schon durch die Lochkamerabilder bekannt. Drei weitere Strahlquerschnitte  $B_1$ ,  $B_2$  und  $B_3$  zwischen Kathode und Sammelspule wurden durch Blenden und Netze kenntlich gemacht, die sich sämtlich auf Anodenpotential befanden. Die erste Blende ( $B_1$ ) hinter der Kathode war eine Netzblende, die zweite Blende ( $B_2$ ) war ohne Netz und hatte quadratische Form, die dritte Blende war wieder eine Netzblende.

Die Versuche zeigten tatsächlich, daß durch Steigern des Spulenstromes (Verkleinern der Brennweite) nacheinander alle vier ausgezeichneten Querschnitte von der Kathode angefangen bis zu dem der Spule  $S_2$  am nächsten liegenden Querschnitt als Spulenbilder (Linsenbilder) auf dem Schirm erhalten werden konnten (Figg. 10b—e). Fig. 10a zeigt das Leuchtschirmbild ohne Einschalten der Sammelspule. Man sieht die unscharfen Konturen der Netze bei  $B_1$  und  $B_3$ , unscharf begrenzt durch die quadratische Blende bei  $B_2$ . Fig. 10b zeigt das Spulenbild der Kathode, Fig. 10c das Spulenbild des ersten Netzes bei  $B_1$ . Die Begrenzung des Bildes durch die den Strahl ausblendende

quadratische Blende ( $B_2$ ) erscheint hier noch unscharf gegenüber den Netzfäden ( $B_1$ ), auf die die Sammelspule eingestellt



Bilder verschiedener Strahlquerschnitte durch eine magnetische Linse

a) Projektionsbild ohne magnetische Linse

b) Kathodenbild ( $\frac{b}{a'} = 1$ )

c) Bild des Netzes bei  $B_1$  (Vergrößerung 1,2fach)

d) Bild der Quadratblende bei  $B_2$  (Vergrößerung 2fach)

e) Bild des Netzes bei  $B_3$  (Vergrößerung 4,8fach)

Fig. 10

war. In dem nächsten Bild (Fig. 10d) wird die Begrenzung scharf, da jetzt der Spulenstrom auf die Quadratblende selbst eingestellt war. Unscharfe Netzkonturen sind in dem Bild außerdem noch zu sehen. Fig. 10e zeigt endlich das zweite Netz ( $B_3$ ) als Spulenbild, wobei wieder die Bildbegrenzung ( $B_2$ ) und das erste Netz ( $B_1$ ) unscharf erscheinen. Fig. 11 zeigt ein stärker vergrößertes Bild (Spule  $S_1$ ) der Kathode, deren Emissionsebene durch drei symmetrische Marken 1, 2, 3 kenntlich gemacht war. Es läßt sich also jeder beliebige Strahlquerschnitt zwischen Strahlenquelle und Sammelspule durch die Spule abbilden.



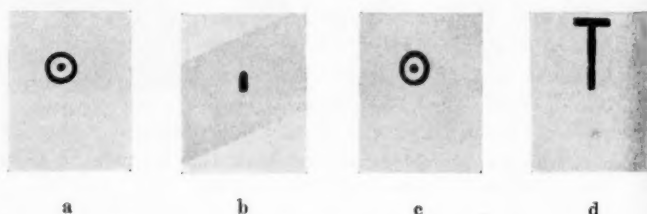
Kathodenbild durch magnetische Sammellinse mit Marken ( $\frac{b}{a'} = 6$ )

Fig. 11

#### Vergleich mit Lochkameraabbildung

Um einen Vergleich der Schärfe eines Spulenbildes mit einem Lochkamerabild zu erhalten, wurden auch Spulenbilder der Kathode stark vergrößert (Sammelspule  $S_1$ ) aufgenommen (Figg. 12a—d). Dabei wurden die Bedingungen für ein scharfes

Spulenbild dadurch erschwert, daß durch eine T-Blende bzw. eine Rechteckblende, also durch relativ zum lichten Querschnitt achsenferne Blenden, abgebildet wurde. Trotzdem ist bei gleicher Intensität der Fluoreszenz das Bild durch die magnetische Spule dem Lochkamerabild an Schärfe weit überlegen. Die



Bilder von Kathode und Blenden bei  $B_1$  durch magnetische Linse

- a) Kathodenbild ( $\frac{b}{a'} = 6$ )
- b) Blendenbild der zu a) gehörigen Rechteckblende (Vergr. 13fach)
- c) Kathodenbild ( $\frac{b}{a'} = 6$ )
- d) Blendenbild der zu c) gehörigen T-Blende (Vergr. 13fach)

Fig. 12

Abbildungen zeigen jeweils neben dem Kathodenbild das Spulenbild der zugehörigen Blenden bei  $B_1$ .

#### 4. Die elektrische Linse

##### *Allgemeines*

Die Möglichkeit einer Abbildung durch Elektronenstrahlen und elektrische Felder ist unseres Wissens noch nicht untersucht worden; dagegen wurde schon öfter eine Verkleinerung des Querschnitts eines Elektronenstrahlbündels durch elektrische Felder versucht, z. B. bei Röntgenröhren und Kathodenstrahloszillographen. Als Konzentrieremittel diente dabei fast immer der bekannte Wehneltzylinder in verschiedenen Ausführungsformen<sup>1)</sup> oder eine der Glühkathode in geringem Ab-

1) H. Samson, *Ann. d. Phys.* **55**. S. 608. 1918; R. H. George, *Journ. Am. Inst. El. Eng.* **48**. S. 534. 1929; A. Matthias, M. Knoll u. H. Knoblauch, *Ztschr. f. techn. Phys.* **11**. S. 276. 1930; L. Binder, H. Förster u. G. Frühauf, *Ztschr. f. techn. Phys.* **11**. S. 379. 1930.

stand gegenüberstehende durchbohrte Anodenspitze.<sup>1)</sup> Alle diese Anordnungen laufen in ihrer Wirkung darauf hinaus, die Elektronen auf ihrem Beschleunigungsweg in der Röhre einem gegen die Anode hin konvergierenden elektrischen Feld auszusetzen. Andere elektrostatische Konzentrationsanordnungen beruhen auf der Anwendung von zur Strahlachse coaxialen radialen Feldern, wie sie z. B. durch einen Zylinderkondensator mit innerhalb des Strahlbündels liegender Innenelektrode<sup>2)</sup> oder durch die vom Strahl selbst hervorgerufene Raumladung<sup>3)</sup> erzeugt werden.

Offenbar genügt es für die Konzentrierung eines Elektronenstrahls zu einem möglichst geringen Querschnitt, das elektrische Feld so auszubilden, daß die Strahlen in der Nähe der Bündelachse weniger nach innen abgelenkt werden als die Außenstrahlen des Bündels. Zu einer Abbildung durch ein elektrisches Feld ist es außerdem erforderlich, daß die Richtungsänderung der Einzelstrahlen dem Abstand von der Bündelachse proportional ist.

Am einfachsten lassen sich senkrecht zur Strahlachse gerichtete elektrische Feldkräfte durch eine Zylinderkondensatoranordnung mit im Strahlvolumen liegender Innenelektrode erzeugen, deren Achse mit der Strahlachse zusammenfällt. Man sieht jedoch sofort, daß bei dieser Anordnung die radialen Feldkräfte in der Nähe der Achse stärker sind als in größerer Entfernung von ihr, so daß die achsennahen Strahlen stärker abgelenkt werden als die achsenfernen Strahlen. Diese Anordnung ist daher für eine Abbildung schlecht brauchbar.

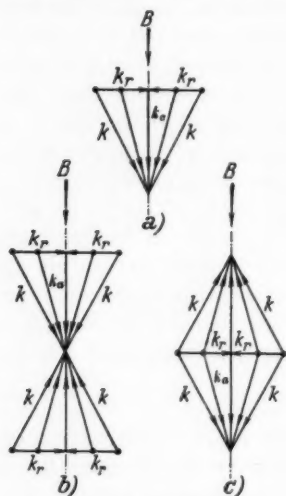
Dagegen ergibt sich eine Lösung für die Forderung nach stärkerer Abbiegung der achsenfernen Strahlen, wenn die radial zur Strahlachse gerichteten Feldkräfte ( $k_r$ ) als Komponenten von geneigten und symmetrisch zur Achse liegenden Feldkräften ( $k$ ) erzeugt werden (Fig. 13a). Die zu den Komponenten  $k_r$  senkrechten übrigbleibenden Komponenten  $k_a$  verlaufen dann in Richtung der Strahlachse, können also nur beschleunigend oder verzögernd auf die Strahlelektronen

1) W. Rogowski u. W. Grösser, Arch. f. El. 15. S. 377. 1925.

2) Mc. Gregor Morris & Mines, Journ. Inst. El. Eng. 63. S. 1056. 1925.

3) W. Westphal, Ann. d. Phys. 27. S. 586. 1908; B. Johnson, Journ. Opt. Soc. Am. 6. S. 701. 1922; E. Brüche, Ztschr. f. Phys. 64. S. 186. 1930.

wirken. Tritt ein Elektronenstrahlbündel  $B$  mit relativ zur Komponente  $k_a$  großer Geschwindigkeit in ein elektrisches Kraftlinienfeld nach Fig. 13a ein, so sind die achsenfernen



Elektrische Feldbilder  
für mit dem Achsenabstand  
wachsende Radialkomponenten

Fig. 13

Strahlen stärkeren radialen Feldkräften  $k_r$  ausgesetzt als die achsennahen Strahlen, werden also im richtigen Sinne abgebogen. Gelingt es weiterhin (durch geeignete Form der das Feld erzeugenden Elektroden), den Feldverlauf so auszubilden, daß jedem Elektron während seines Laufs durch das Kraftfeld ein dem Achsenabstand proportionaler radialer Impuls erteilt wird, so ist damit prinzipiell die Möglichkeit der Abbildung durch ein elektrisches Feld gegeben.

Wirken die durch das Feld auf die Elektronen ausgeübten Kräfte im Sinn der Pfeilrichtung in Fig. 13 a, so entsteht die Wirkung einer Sammellinse; bei Feldkräften entgegengesetzter Pfeilrichtung erhält man dagegen die Wirkung einer Zerstreuungslinse. Die positive Richtung der elektrischen Feldkräfte ist immer der Krafrichtung auf die Elektronen entgegengesetzt. Ob das Elektronenstrahlbündel von oben oder von unten in das Kraftlinienfeld eintritt, ist für den Sinn der Abbiegung gleichgültig, nicht aber für die Geschwindigkeit der Elektronen, die sich entsprechend Vorzeichen und Größe der Feldkraftkomponente  $k_a$  nach dem Durchtritt durch diese „vordere Linsenfläche“ erhöht oder vermindert hat. Setzt man zwei derartige Feldbildanordnungen spiegelbildlich zusammen (Figg. 13b und c), so heben sich die entgegengesetzt gerichteten Komponenten  $k_a$  gerade auf; die Elektronen verändern dann nur innerhalb der so entstandenen „elektrischen Linse“ ihre Geschwindigkeit, ihre Austrittsgeschwindigkeit bleibt also genau



gleich der Eintrittsgeschwindigkeit. Eine derartige Feldanordnung bietet zugleich den praktischen Vorteil, daß mit derselben Spannung eine Verdoppelung der Komponenten  $k_r$  erreicht wird.

In Abschnitt IV ist gezeigt, daß eine den Gesetzen der Lichtoptik gehorchende elektrische Linse mit einem Kraftlinienfeld nach Figg. 13a bzw. 13b und c streng durch zwei unendlich dünne gekrümmte elektrische Feldschichten verwirklicht werden kann. Experimentell einfache, aber nicht streng optisch wirkende elektrische Linsen erhält man durch koaxial zum Elektronenstrahl angebrachte aufgeladene Lochblendenelektroden verschiedener Form, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll.<sup>1)</sup>

Annähernd in der geforderten Weise und leichter übersehbar verläuft auch, wie eine hier nicht wiedergegebene Rechnung zeigt, das Feld eines Kugelkondensators. Die Achse des Elektronenstrahlbündels muß dabei durch den gemeinsamen Mittelpunkt der beiden konzentrischen Kugeln gehen, wobei der Durchmesser des Bündels klein sein muß gegen den Durchmesser der inneren Kondensatorkugel. Wegen der leichteren experimentellen Ausführbarkeit wurde daher versucht, zunächst mit einem derartigen Kugelkondensator eine Abbildung durch elektrische Feldkräfte zu erzeugen.

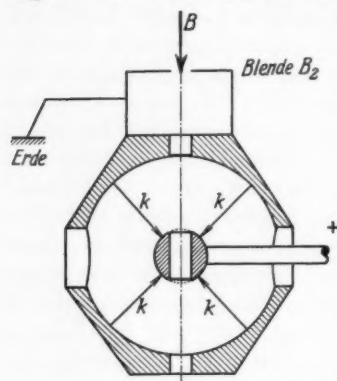
#### *Abbildung durch Kugelkondensator*

Es wurde ein Kugelkondensator von folgenden Abmessungen hergestellt:

Innendurchmesser der Außenkugel = 6 cm, Außendurchmesser der Innenkugel = 1,5 cm, Bohrung der beiden Kugeln für den Strahldurchtritt 0,6 cm. Da in erster Linie im Strahlvolumen selbst der kugelsymmetrische Feldverlauf erhalten bleiben mußte, wurden Ein- und Austrittsöffnung des Strahles an der inneren Kugel mit einem feinmaschigen Platinnetz (Durchmesser der Netzdrähte 0,06 mm, Maschenweite 0,3 mm) zur Fortsetzung der Kugeloberfläche über den Strahlquerschnitt überdeckt. Einen Querschnitt durch die benutzte Elektrodenanordnung gibt Fig. 14. Das ganze Elektroden-

1) Anm. bei der Korrektur: Wie wir einem kurzen Sitzungsbericht in Phys. Rev. 38. S. 585. 1931 entnehmen, haben kürzlich C. J. Davisson u. C. J. Calbick in ähnlicher Weise das durch ein Loch gestörte elektrische Feld einer gegen ihre Umgebung aufgeladenen Platte als „Elektronenlinse“ benutzt.

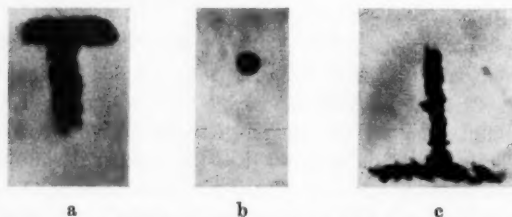
system wurde unmittelbar hinter einer **T** förmigen Anodenblende  $B_2$  in die Apparatur eingesetzt. Die äußere Kugel war ebenso wie die Anodenblende geerdet, während der inneren Kugel über eine Durchführung in der Wand des Vakuumgefäßes eine positive Spannung erteilt werden konnte.



Querschnitt durch die elektrische Linse (Kugulkondensator)

Fig. 14

Die auf dem Leuchtschirm erhaltenen Bilder zeigen Figg. 15a—c. Schon bei geerdeter Innenkugel entstand auf dem Schirm ein Bild der **T**-Blende (Fig. 15a). Da die Abmessungen dieser **T**-Blende ( $2 \cdot 2 \cdot 0,4$  mm) groß waren gegen die Abmessungen der Emissionsfläche auf der Kathode, so ist das Leuchtschirmbild als Projektionsbild der Blende aufzufassen. Bei Steigerung der positiven Spannung der Innenkugel erschienen zunächst das Bild der Kathodenmissionsfläche (Fig. 15b), bei weiterer Steigerung das gegenüber dem Projektionsbild



Bilder von Kathode und **T**-Blende durch elektrische Linse

a) Projektionsbild der Blende

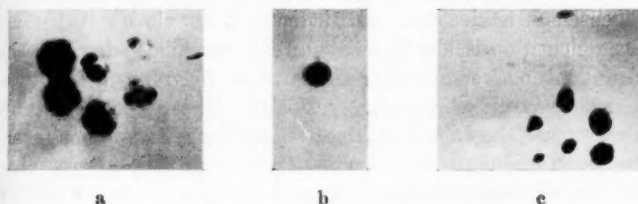
b) Linsenbild der Kathode.

c) Linsenbild der **T**-Blende

Fig. 15

um  $180^\circ$  verdrehte Bild der Blende (Fig. 15c). Die Spannung zur Erzeugung des Kathodenbildes betrug 3 kV und die Spannung zur Erzeugung des Blendenbildes 9 kV, bei einer Beschleunigungsspannung der Entladungsröhre von 30 kV.

Wie man sieht, sind die Abbildungen von Kathode und Blende deutlich zu erkennen, jedoch im Vergleich mit den



Bilder von Kathode und Mehrlochblende (Fig. 3) durch elektrische Linse

- a) Projektionsbild der Blende
- b) Linsenbild der Kathode
- c) Linsenbild der Mehrlochblende

Fig. 16

Sammelspulenbildern unscharf. Die Unschärfe rührt hauptsächlich von der Unterbrechung des Strahls durch die beiden Netze an der inneren Kugel her, in zweiter Linie aber auch von der bei der Kugelkondensatoranordnung in Kauf genommenen Abweichung des elektrischen Feldes von der zur Erzeugung einer genauen Abbildung geforderten Form. Fig. 16 a—c zeigt die erhaltenen Bilder, wenn die T-Blende durch die Mehrlochblende (Fig. 3) ersetzt wurde. Das in Fig. 17 zum Vergleich wiedergegebene Spulenbild ( $S_1$ ) der Mehrlochblende bei  $B_1$  läßt sehr deutlich den Schärfefunterschied zwischen der magnetischen Abbildung und der elektrischen Abbildung bei dieser noch ungenauen Ausführungsform der elektrischen Linse erkennen.



Bild der Mehrlochblende  
Fig. 3 durch magnetische  
Linse (Vergr. 13 fach)

Fig. 17

## 5. Zusammengesetzte Systeme

### Allgemeines

Wir besitzen für die Abbildung durch Elektronenstrahlen drei verschiedene Elemente: Lochblende, magnetische Linse und elektrische Linse. Von diesen Elementen bieten magnetische

und elektrische Linse die Möglichkeit beliebig einstellbarer Brennweite, die bei Glaslinsen fehlt und nur in der bekannten Eigenschaft der Augenlinse eine beschränkte Analogie hat. Diese Eigenschaft ist insofern von Bedeutung, als sie die Anpassung des gleichen optischen Elements an die verschiedensten Betriebsbedingungen (verschiedene Apparaturabmessungen und verschiedene Strahlspannungen) gestattet. Man erkennt die große Anpassungsfähigkeit der elektronenoptischen Systeme schon aus der Linsenformel. Bei einer Glaslinse ist die Brennweite  $f$  ein für allemal festgelegt, so daß nach erfolgter Wahl der Gegenstandsweite  $a$  auch der Bildabstand  $b$  gegeben ist. Im Gegensatz dazu kann man bei elektronenoptischen Systemen über diesen Bildabstand noch frei verfügen, da die Brennweite innerhalb weiter Grenzen beliebig verändert werden kann. Hieraus ergibt sich eine bedeutend vielseitigere Anwendungsmöglichkeit eines und desselben optischen Elements.

Es erschien wünschenswert, nachzuprüfen, ob die optischen Eigenschaften der magnetischen und elektrischen Linsen auch bei zusammengesetzten Systemen in gleicher Weise erhalten bleiben. Als einfachster Fall wurden zunächst die Eigenschaften eines aus zwei Sammelspulen bestehenden Systems näher untersucht (Spulen  $S_1$  und  $S_2$  der Versuchsanordnung).

#### *Zwei Sammellinsen*

Bei der Lichtoptik lassen sich für diese Anordnung zwei Fälle unterscheiden. Im *ersten* Fall haben die Brennweiten der beiden Linsen solche Werte, daß beide Linsen zusammen wirken wie *eine* resultierende Linse in einer mittleren Stellung und mit einer Brennweite, die kleiner ist als die kleinere Brennweite der beiden Linsen. Da wir die Spulenströme beliebig wählen, also das Verhältnis der Brennweiten der Spulen beliebig ändern können, müssen sich bei der Zweispulenanordnung in dem durch die Lage des Leuchtschirms gegebenen festen Bildabstand Bilder verschiedener Vergrößerung erzeugen lassen. Die größte und die kleinste Vergrößerung entsprechen dabei den Bild- und Gegenstandsweiten bei der Abbildung durch die eine Spule allein bzw. die andere Spule allein. Die Brennweiten der Spulen lassen sich aus Spulenstrom, Spulendurchmesser und Erregerspannung nach Gl. (10) berechnen.

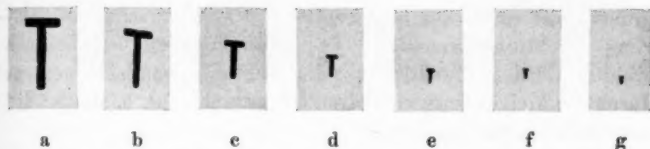
Für die resultierende Brennweite  $f$  der Kombination von zwei beliebigen getrennten dünnen Linsen im Abstand  $d$  mit der Brennweite  $f_1$  und  $f_2$  gilt die bekannte Beziehung:

$$(5) \quad f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}.$$

Der Abbildungsmaßstab  $M$  für eine innerhalb der Strahlänge  $L$  vom Gegenstand bis zum Bild befindliche Sammellinse der Brennweite  $f$  ist:

$$(6) \quad M = \frac{L}{2f} \left( 1 - \frac{2f}{L} \pm \sqrt{1 - \frac{4f}{L}} \right).$$

Da dieser reell ist, muß  $f \leq \frac{L}{4}$  sein, wobei der Grenzfalle  $f = \frac{L}{4}$  der Mittellage der *resultierenden* Spule zwischen Gegenstand und Bild entspricht. In der Gleichung für den Abbildungsmaßstab ist daher das  $\pm$ -Zeichen zu verwenden,



Bilder einer T-Blende bei  $B_1$  durch zwei magnetische Linsen mit verschiedenen Brennweiten bei konstantem Abstand

a) Vergr. 13 fach

g) Vergr. 1 fach

Fig. 18

wenn die Brennweite  $f_1$  der dem Gegenstand nächsten Spule kleiner ist, als sie im Grenzfalle ( $f = \frac{L}{4}$ ;  $M = 1$ ) war. Ist  $f_1$  dagegen größer, so muß das  $-$ -Zeichen angewandt werden.

Bei den Abmessungen der Versuchsanordnung waren Bilder der als Objekt dienenden T förmigen Blende bei  $B_1$  in allen Größen zwischen den Grenzvergrößerungen 1:1 und 13:1 zu erwarten.

Figg. 18a—g geben eine Reihe derartiger Bilder der T-Blende wieder. Damit ist gezeigt, daß durch geeignete Einstellung der Spulenströme tatsächlich jede gewünschte

Vergrößerung innerhalb der durch die Stellung der beiden Spulen gegebenen Grenzvergrößerungen erhalten werden kann.

Im *zweiten* Fall haben die Brennweiten der Linsen in der Lichtoptik solche Werte, daß die dem Gegenstand nächste Linse von diesem noch zwischen den beiden Linsen ein Bild entwirft (Zwischenbild), während die zweite Linse von diesem als neuem Gegenstand ein weiteres Bild erzeugt. Die Gesamtvergrößerung dieses zweiten Bildes ist hierbei bekanntlich gleich dem Produkt aus den beiden Einzelvergrößerungen und der Abbildungsmaßstab wird

$$(7) \quad M = \frac{b}{a} \cdot \frac{d^1}{c},$$

worin  $b$  die Bildweite,  $a$  die Gegenstandsweite für die dem Gegenstand zunächst liegende Sammelspule, und  $d$  die Bildweite,  $c$  die Gegenstandsweite für die zweite Sammelspule ist.

Da die Brennweiten der beiden Spulen wieder beliebig einstellbar sind, könnte hier theoretisch jeder Abbildungsmaßstab des Leuchtschirmbildes, also eine sehr starke Vergrößerung (Elektronenmikroskop) oder eine sehr starke Verkleinerung (Elektronenbrennfleck) des abzubildenden Gegenstandes erhalten werden. Praktisch ist der Abbildungsmaßstab begrenzt durch die kleinsten erreichbaren Brennweiten, d. h. die größten erreichbaren Spulenströme.<sup>2)</sup>

Die Entstehung eines Zwischenbildes konnte experimentell am genauesten durch eine *Vergrößerung* des abzubildenden Gegenstandes nachgeprüft werden. Hierzu wurden die gleichen Spulen in derselben Stellung wie vorher verwendet und die T-förmige Blende durch ein bei  $B_1$  angebrachtes Netz ersetzt. Zum Nachweis des zugehörigen Netzbildes in einem bestimmten Querschnitt zwischen beiden Spulen wurde in der Ebene  $B_3$  als Zwischenbildort ein weiteres Netz angebracht, dessen Begrenzung dreieckige Form besaß. Aus den Bildweiten und Gegenstandsweiten der beiden Sammelspulen ergab sich nach

1) Auf diese Beziehung wurde schon von K. Berger (Bull. SEV. 19. S. 292. 1928) hingewiesen, der mittels zweier Sammelspulen eine Verengung des Strahlquerschnittes seines Kathodenstrahloszillographen an der Stelle der Strahlsperreplatten erreichte.

2) Nach der Theorie von H. Busch steigt der Spulenstrom umgekehrt mit der Wurzel aus der Brennweite an, so daß die Brennweite Null nur durch unendlich große Spulenströme erreicht werden könnte.

Gl. (7) eine Vergrößerung des Netzes  $B_1$  von 17,4. Der Versuch selbst wurde folgendermaßen durchgeführt:

Der Strom durch die Spule  $S_2$  wurde langsam gesteigert und auf dem Leuchtschirm gleichzeitig die Reihenfolge der abgebildeten Querschnitte beobachtet. Es erschien, wie es den lichtoptischen Verhältnissen entspricht, zuerst das Bild der Kathode, dann das Bild des ersten ( $B_1$ ) und schließlich das Bild des zweiten Netzes ( $B_3$ ) scharf auf dem Schirm. Der Strom der Spule  $S_2$  wurde nun auf dem der Abbildung des Netzes  $B_3$  entsprechenden Wert konstant gehalten. Nach Einschalten und Steigern des Stromes der Spule  $S_1$  müssen dann die Bilder der Kathode und des Netzes  $B_1$  nach der Spule  $S_1$  zu wandern, wobei sie das Netz bei  $B_3$  passieren.

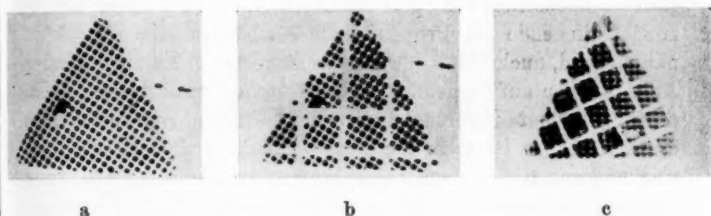


Abbildung durch zwei magnetische Linsen mit Zwischenbild

- a) Bild des Netzes  $B_3$  durch Spule  $S_2$  (Vergrößerung 4,8fach)
- b) wie a); außerdem Zwischenbild des Netzes  $B_1$  durch Spule  $S_1$  sichtbar (Vergrößerung 4,8 und 17,4fach)
- c) Bild des Netzes  $B_3$  durch Spule  $S_1$  (Vergrößerung 13fach)

Fig. 19

Wie der Versuch zeigte, wurden in diesem Moment die Bilder auf dem Leuchtschirm auch tatsächlich scharf sichtbar. Figg. 19a—c geben die erhaltenen Aufnahmen wieder. Fig. 19a ist das Elektronenbild des Netzes bei  $B_3$  durch die Spule  $S_2$  (Spule  $S_1$  stromlos). In Fig. 19b ist auch die Spule  $S_1$  eingeschaltet und so eingestellt, daß das Netzbild von  $B_1$  (Zwischenbild) gerade auf das Netz  $B_3$  fällt. In beiden Bildern ist die in der Ebene  $B_3$  liegende dreieckige Begrenzung des Netzes  $B_3$  scharf zu sehen. In Fig. 19c sieht man zum Vergleich das durch die Spule  $S_1$  allein auf dem Leuchtschirm entworfene Bild des Netzes bei  $B_1$ . Dieses besitzt einen von



Fig. 19 b verschiedenen Abbildungsmaßstab und zeigt das Netz bei  $B_1$  scharf als Bild, das Netz bei  $B_3$  samt dessen dreieckiger Begrenzung dagegen unscharf als Schatten.

Aus den Figg. 18 und 19 geht also hervor, daß sich ein aus zwei Sammelspulen zusammengesetztes System für Elektronenstrahlen einem aus zwei Sammellinsen zusammengesetzten System für Lichtstrahlen analog verhält.

#### *Sammellinse und Zerstreuungslinse*

Die Anordnung der optischen Elemente bei dem zuletzt beschriebenen Versuch (zwei Sammelspulen mit Zwischenbild) entspricht der Anordnung beim Projektionsmikroskop und beim Projektionsfernrohr mit zwei Sammellinsen, wobei die dem Gegenstand zunächstliegende Spule als Objektiv, die dem Leuchtschirm zunächstliegende als Projektionslinse zu betrachten ist. Es ist naheliegend, auch eine Übertragung anderer bekannter optischer Anordnungen auf die geometrische Elektronenoptik zu versuchen, die für bestimmte Untersuchungen oder technische Zwecke geeignet erscheinen. So ist z. B. die beim Kathodenstrahloszillographen und anderen Elektronenstrahlröhren auftretende Aufgabe, trotz kleiner Gegenstandsweite ein relativ kleines Bild (Elektronenbrennfleck) zu erzeugen, grundsätzlich nicht nur durch zwei Sammellinsen mit Zwischenbild, sondern auch durch die Kombination einer Sammellinse mit einer Zerstreuungslinse zu lösen. Diese Anordnung gleicht äußerlich dem Teleobjektiv bzw. einem übermäßig lang ausgezogenen holländischen Fernrohr.<sup>1)</sup>

Die Rechnung ergibt in diesem Fall, daß zur Erreichung des kleinsten Abbildungsmaßstabes die elektrische Zerstreuungslinse in der Mitte zwischen abzubildendem Gegenstand und magnetischer Sammellinse (also im Abstand  $a/2$  von Gegenstand und Sammelspule) liegen muß. Für diese Lage der Zerstreuungslinse wird der Abbildungsmaßstab des Systems Sammelspule-Zerstreuungslinse

1) Ein entsprechender Unterschied in dem auf die Brennweiten der Linsen bezogenen Linsenabstand besteht auch zwischen Projektionsfernrohr und Keplerfernrohr einerseits und Projektionsmikroskop und gewöhnlichem Mikroskop andererseits.



$$(8) \quad M_{sz} = \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{\frac{a}{4f_z} + 1},$$

und es beträgt die Verkleinerung dieses Abbildungsmaßstabes, bezogen auf den Abbildungsmaßstab bei Abbildung nur durch die Sammelspule

$$(9) \quad \frac{M_{sz}}{M} = \frac{1}{\frac{a}{4f_z} + 1},$$

wenn  $f_z$  die Brennweite der Zerstreuungslinse und  $a$  und  $b$  die Gegenstandsweite bzw. Bildweite der Sammelspule bedeuten.

Da jede elektrische Sammellinse durch Umpolen in eine Zerstreuungslinse verwandelt werden kann, wurde versucht, durch Kombination der beschriebenen Kugulkondensatoranordnung Fig. 14 mit der Sammelspule  $S_2$  eine gegenüber der Abbildung durch die Spule allein verkleinerte Abbildung der Blende  $B_1$  zu erhalten. Die innere Kugel erhielt entsprechend der Schaltung als Zerstreuungslinse negatives Potential.

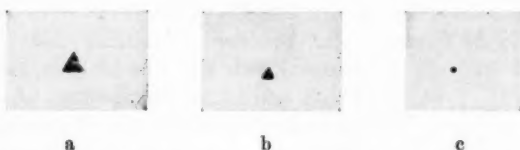


Abbildung durch ein System aus magnetischer Sammellinse und elektrischer Zerstreuungslinse

- a) Netzblendenbild  $B_1$  mit Sammelspule allein
- b) Netzblendenbild  $B_1$  mit Sammelspule und Zerstreuungslinse
- c) Kathodenbild mit Sammelspule und Zerstreuungslinse.

Fig. 20

Der Versuch zeigt, daß das entstehende Leuchtschirmbild einer dreieckigen Blende bei  $B_1$  (Fig. 20b) tatsächlich kleiner ist, als das durch die Spule  $S_2$  allein erhaltene Bild (Fig. 20a). Eine genaue Nachrechnung dieser Verkleinerung an Hand der Formel (9) läßt sich nicht durchführen, da sich für den als Zerstreuungslinse benutzten Kugulkondensator kein definierter Krümmungsradius und damit keine Brennweite angeben läßt. Durch weitergehende Verkleinerung der Brennweite (Spannungs-

erhöhung) der elektrischen Zerstreulinse und entsprechendes Verkleinern der Brennweite (Stromerhöhung) der magnetischen Sammellinse kann auch wieder die Kathode abgebildet werden (Fig. 20c).

Vertauscht man in der beschriebenen Anordnung die elektrische Zerstreulinse mit der magnetischen Sammellinse, so erhält man natürlich eine entsprechende Vergrößerung des Abbildungsmaßstabes gegenüber der Abbildung durch die Sammelspule allein.

Wesentlich erscheint bei diesen Versuchen, daß sich auch virtuelle Elektronenstrahlbilder durch eine magnetische Sammelspule in gleicher Weise abbilden lassen wie reelle Gegenstände. Es sind also auch in dieser Hinsicht die Verhältnisse genau so wie in der Lichtoptik.

## 6. Abbildungsfehler

### *Allgemeines*

In Abschn. II, 4 wurde gezeigt, daß die durch eine magnetische Linse erzeugten Bilder die der elektrischen Linse an Schärfe wesentlich übertreffen (Figg. 16, 17). Wie erwähnt, sind die Abbildungsfehler bei der elektrischen Linse hauptsächlich auf die Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in der Nähe der Netzdrähte zurückzuführen, die der Strahl passieren muß. Diese sind also sekundärer Natur und nur mit solchen Mängeln lichtoptischer Systeme zu vergleichen, die auf unvollkommener Oberflächenbeschaffenheit von Glaslinsen beruhen. Es schien wünschenswert zu untersuchen, ob bei einer Abbildung durch von diesen Mängeln freie Elektronenlinsen auch noch Fehler auftreten, die den aus der Optik bekannten Abbildungsfehlern entsprechen. Ergebnisse hierüber waren wegen der erwähnten Unvollkommenheiten der elektrischen Linse nur bei Abbildungen durch magnetische Felder zu erwarten.

Die bekannten Abbildungsfehler lichtoptischer Systeme beruhen im wesentlichen auf drei voneinander verschiedenen Ursachen:

1. Auf der Abhängigkeit der Brechungszahl von der Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls (chromatische Abweichung);

2. auf mangelnder Proportionalität zwischen dem Betrag der Ablenkung und dem Achsenabstand der abbildenden Strahlen (sphärische Abweichung) und

3. auf den Asymmetrien, die entstehen, wenn das abbildende Strahlenbündel die Linse schräg zur Achse durchsetzt (Astigmatismus, Bildfeldwölbung, Koma).

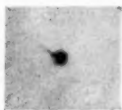
Von diesen drei Fehlerquellen wurden nur die beiden ersten näher untersucht, da in den üblichen Elektronenstrahlröhren der Winkel zwischen den Achsen von Sammelspule und abbildendem Strahlenbündel nie sehr groß ist.

#### Chromatische Abweichung

Bei früheren Beobachtungen von Elektronenbrennflecken mit dem Leuchtschirm war aufgefallen, daß die durch achsenferne Strahlen erzeugten Bilder stets von einem Kometenschweif nach Art der Fig. 21 begleitet waren. Um die lichtschwache Erscheinung besser zu erkennen, wurde die bisher zu den Abbildungen benutzte Glasplatte mit Metallspiegel durch eine mit Zinksulfid belegte Glasplatte ersetzt.

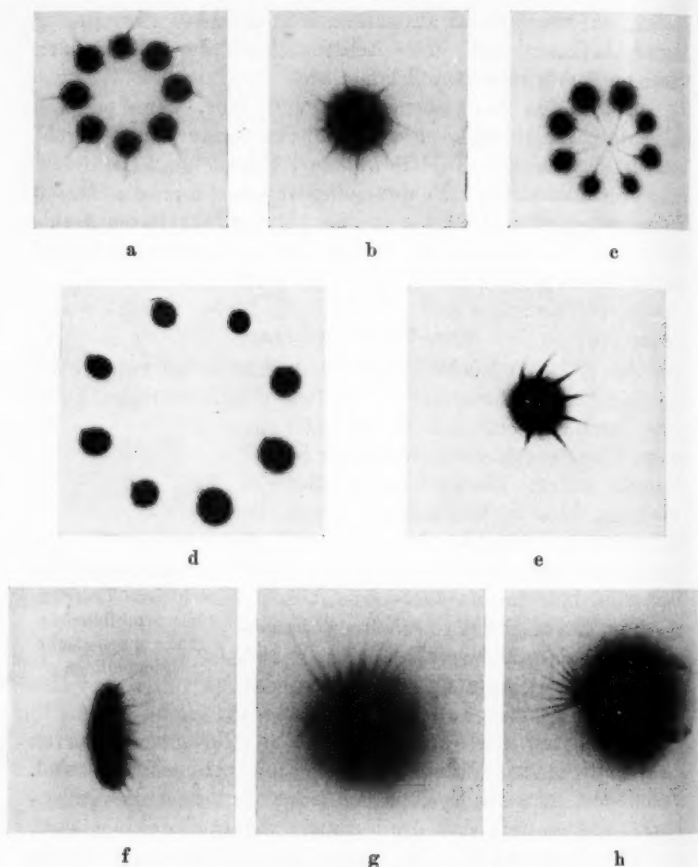
Fig. 22a zeigt das so erhaltene Leuchtschirmbild einer Mehrlochblende bei  $B_1$  mit kreisförmiger Anordnung der Löcher, das durch Spule  $S_1$  erzeugt wurde. Die Kometenschweife haben die Form von einseitig gekrümmten Kurven die sämtlich vom Mittelpunkt des Bildes weggerichtet sind. Vermindert man den Spulenstrom (vergrößert man die Spulenbrennweite) so weit, daß das Kathodenbild erscheint, so gehen die Kometenschweife von dem Kathodenbild nach außen (Fig. 22b). Bei weiterer Verminderung des Spulenstroms (Fig. 22c; verkleinertes Projektionsbild der Blende) sind sie nach innen gerichtet, bis sie bei sehr geringem Spulenstrom von der symmetrischen Form immer mehr abweichen und bei Stromlosigkeit der Spule eine Form wie in Fig. 22d annehmen.

Besonders das letzte Bild gibt Aufschluß über die Natur dieses Abbildungsfehlers. Es lag nahe, als Ursache anzunehmen, daß in den abbildenden Strahlenbündeln Elektronen



Kometenschweif bei schiefem Eintreten des Strahlbündels in die magnetische Sammellinse

Fig. 21



Bildfehler durch inhomogene Strahlgeschwindigkeiten  
(„Chromatische Abweichung“ bei Abbildung durch magnetische Linse  
mit Mehrlochblenden bei  $B_1$ )

- a) Bild der Kreislochblende
- b) Bild der Kathode durch Kreislochblende
- c) Verkleinertes Projektionsbild der Kreislochblende
- d) Projektionsbild der Kreislochblende (Erdfeldwirkung)
- e) wie a), doch durch zusätzliches Magnetfeld abgelenkt
- f) Bild einer exzentrischen Reihenlochblende
- g) Bild der Kathode durch die exzentrische Reihenlochblende
- h) Verkleinertes Projektionsbild der exzentrischen Reihenlochblende

Fig. 22

von geringeren Geschwindigkeiten, als sie der Spannung an der Entladungsröhre entsprechen, vorhanden sind, die durch ein konstantes elektrisches oder magnetisches Feld zu einem Spektrum auseinandergezogen werden. Da elektrische Felder in der vollkommen aus Metall bestehenden Versuchsanordnung nicht vorhanden waren, wurde im Fall der Fig. 22d auf eine Einwirkung der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes geschlossen und durch Vergleich der Richtung der abgelenkten Schweife mit der Richtung des Erdfeldes diese Annahme sichergestellt.

Die Erscheinungen auf den Figg. 22a—c erklären sich damit durch die stärkere Ablenkung von Elektronenstrahlen geringerer Geschwindigkeit durch das *Sammelspulenfeld*, das hier die Wirkung des Erdfeldes bei weitem überwiegt. Die Kometenschweife (als Auftreffstelle der langsameren Elektronen) eilen beim Vergrößern des Spulenstromes der Bewegungsrichtung der durch Elektronen der vollen Strahlspannung erzeugten Leuchtflecke voraus. Da bei Vergrößerung des Spulenstroms, solange sich das Kathodenbild noch in größerer Entfernung von der Spule als der Leuchtschirm befindet, die Leuchtflecke nach der Mitte zu wandern, nach Erscheinen des Kathodenbildes dagegen (infolge der Strahlkreuzung) von der Mitte weg wandern, sind die Schweife im ersten Fall nach innen, im zweiten Fall nach außen gerichtet. Entsprechend der Art der Kraftwirkung des magnetischen Feldes in der der Sammelspule sind diese Bewegungsrichtungen nicht geradlinig.

Die leichtere Ablenkbarkeit der den Kometenschweifenden entsprechenden Elektronen geht weiterhin aus Fig. 22e hervor. Diese zeigt das gleiche Bild, wie Fig. 22a, jedoch durch einen Permanentmagneten aus seiner ursprünglichen Lage abgelenkt, wobei sich die in Fig. 22a symmetrischen Kometenschweife alle mehr oder weniger in die Richtung der Gesamtablenkung drehen. Figg. 22f—h zeigen den Figg. 22a—c entsprechende Aufnahmen einer anderen Mehrlochblende bei  $B_1$  mit einer geraden Lochreihe, die außerhalb der Symmetrieachse des Kathodenstrahlbündels angeordnet war.

Um die eigentlichen Bilder der Blendenlöcher und der Kathodenemissionsflächen in Figg. 22a bis c und e bis h sind kreisförmige Höfe sichtbar, die durch Magnetfelder nicht ein-

seitig zum Bildfleck abgelenkt werden konnten. Diese sind wahrscheinlich auf Sekundärstrahlung in der Leuchtsubstanz zurückzuführen, da sie auf Glas nicht beobachtet werden konnten.

Für die Abbildung nur *eines* zentralen Blendenloches oder der Emissionsfläche der Kathode (wie praktisch fast immer bei Kathodenstrahlröhren) entsteht bei genauer coaxialer Stellung der Sammelspule zum Strahlbündel durch Überlagerung aller Kometenschweife, die äußeren Bildelementen entsprechen, ein mehr oder weniger großer kreisrunder Hof, dessen Intensität nach außen abnimmt. Die Intensität dieses Hofes überwiegt weitaus die Intensität der erwähnten, wahrscheinlich durch Sekundärstrahlen erzeugten Höfe. Steht die Sammelspule schief zum Strahl, so entsteht entsprechend den vorausgegangenen Überlegungen ebenfalls ein einseitiger Kometenschweif wie in Fig. 21, der auch von anderen Autoren<sup>1)</sup> beobachtet wurde. Es wurde festgestellt, daß die langsamen Elektronen im Strahl nicht von der zeitlichen Veränderung der Strahlgeschwindigkeit (Welligkeit der Erzeugerspannung) herrührten, sondern daß *gleichzeitig* Elektronen verschiedener Geschwindigkeit im Strahl vorhanden sind. Aus Messungen des Sammelspulenstroms ging hervor, daß noch Elektronen bis zu 30 Proz. der Erregerspannung in beobachtbarer Intensität im Strahl auftreten. Ob diese langsameren Elektronen durch Geschwindigkeitsverlust oder durch andere Ursachen entstanden sind, wurde in Anbetracht des Zieles dieser Arbeit nicht näher untersucht.

Da die verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten verschiedenen Wellenlängen der Lichtstrahlen entsprechen, sind die starken Abbildungsfehler entsprechend Figg. 21 und 22 sämtlich der *chromatischen* Abweichung analog zu setzen. Weil jedoch die Intensität der langsamen Elektronen bei den angegebenen Versuchsbedingungen gegenüber der Intensität der Elektronen mit voller Strahlgeschwindigkeit nur gering war, beeinträchtigen diese Abweichungen die Bildschärfe nur wenig.

Nicht nur die verschiedenen gleichzeitig vorhandenen Strahlgeschwindigkeiten machen sich infolge der chromatischen Abweichung der Spule bei Bildern durch achsenferne Strahlen

---

1) D. Gabor, 1. Forschungsheft der Stud.-Ges. für Höchstspannungsanlagen. Berlin 1927. S. 12.

bemerkbar, sondern auch die zeitliche Schwankung (50 Perioden) der Röhrengleichspannung. Diese hat eine Verzerrung der Bilder in der Richtung der Bildbewegung bei der Änderung des Konzentrierstroms zur Folge, wobei aber jetzt die Intensität in dem ganzen verzerrten Bild gleich groß ist (vgl. etwa Fig. 22f, in der die Bilder der runden Blendenöffnungen länglich erscheinen). Da die Spannungsschwankung nur wenige Prozent ausmachte, war diese Verzerrung nicht groß, aber bei höheren Röhrenströmen doch deutlich wahrnehmbar. Sie wurde mit abnehmendem Röhrenstrom kleiner. Beobachtet wurde sie insbesondere an einem im Maßstab 4:1 vergrößerten, durch die Spule  $S_2$  erzeugten Bild einer Kreuzlochblende mit 12 mm Achsenabstand der äußersten Löcher. Bei randscharfer Einstellung erschienen die Bilder der runden Blendenlöcher mit wachsendem Achsenabstand immer mehr auseinandergezogen. Bei Abbildung der Kathode mittels Spule  $S_2$  durch eine Blende in der Mittelebene dieser Spule mit zwei zueinander senkrecht gekreuzten Spalten von 24 mm Länge und 0,3 mm Breite erschien das Bild der Kathode nicht mehr rund wie bei der Abbildung durch eine (achsennahe) Lochblende, sondern als kleines Kreuz mit dem Kathodenbild (Ring mit Punkt, vgl. Fig. 5c) in der Mitte.

#### *Sphärische Abweichung*

Sphärische Abweichung soll bei der magnetischen Sammelspule nach Busch vorhanden sein. Sie macht sich bei lichtoptischen Systemen umso stärker bemerkbar, je weiter die abbildenden Strahlen im Linsenquerschnitt von der Strahlachse entfernt sind, und (wenigstens bei unkorrigierten Linsen) je kleiner die Brennweite ist.

Zur Untersuchung der „sphärischen Abweichung“ der Spule wurden die beiden letzten Versuche (Abbildung der Kreuzlochblende) und Abbildung der Kathode durch die Kreuzspaltblende wiederholt. Um die geschilderten Bildfehler durch chromatische Abweichung nach Möglichkeit auszuschalten, wurde die Ausgleichskapazität der Erregerspannungsanlage von 0,01  $\mu\text{F}$  verdoppelt und die Bilder wurden bei dem minimalen Betriebsstrom der Röhre ( $< 0,05 \text{ mA}$ ) beobachtet. Die (berechnete) Spannungsschwankung, die vorher 2–8 Proz. groß war, betrug jetzt nur noch etwa 0,2 Proz. Photographische

Aufnahmen der Leuchtschirmbilder konnten bei dieser geringen Intensität und der dadurch erforderlichen langen Belichtungszeit von über 10 Minuten nicht gemacht werden, da die Netzspannung über so lange Zeiten nicht hinreichend konstant war. Mit dem Auge konnten jedoch folgende Beobachtungen sehr genau gemacht werden:

Bei dem Bild der Kreuzlochblende konnten die durch die Welligkeit der Erregerspannung entstandenen chromatischen Bildfehler jetzt nicht mehr wahrgenommen werden. Auch die äußersten Löcher waren rund. Die größte Rand-schärfe trat für alle Löcher bei demselben Spulenstrom auf. Nach dieser Beobachtung schien also eine stärkere sphärische Abweichung nicht vorzuliegen. Dagegen zeigte sich bei dem Kathodenbild durch die Kreuzspaltblende auch jetzt noch eine schwache kreuzförmige Verzeichnung. Nach der geringen Intensität der Verzeichnung scheint auch diese nicht durch sphärische Abweichung, sondern durch die inhomogene Elektronengeschwindigkeit, also durch chromatische Abweichung, erzeugt zu sein. Es läßt sich daher aus den Beobachtungen das Vorliegen einer sphärischen Abweichung der Spule noch nicht mit Sicherheit angeben. Aus anderen Beobachtungen glauben wir indessen schließen zu können, daß eine solche mindestens bei der verwendeten Spule (vgl. die Angaben in Abschn. II, 1) und bei einem größten Achsenabstand der abbildenden Strahlen von 12 mm unterhalb der Beobachtungsgrenze lag.

*(Schluß folgt.)*

(Eingegangen 10. September 1931)